
Ladungsträgertransport in Nanodrahtstrukturen

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

M.Sc. Andreas Nägelein

angefertigt am Fachgebiet

Grundlagen von Energiematerialien

**Institut für Physik
Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Ilmenau**

Gutachter: **Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Thomas Hannappel**
Prof. Dr. rer. nat. habil. Bert Voigtländer
PD. Dr. - Ing. habil. Frank Schwierz

Eingereicht am: **12.06.2019**
Wissenschaftliche Aussprache am: **15.01.2020**

Abstract

The integration of III-V compound semiconductors with existing silicon technology is particularly important for the further development of many opto-electronic devices. One major challenge is the occurrence of crystal defects due to the different crystal structures and lattice parameters, which reduce the performance and efficiency of these devices. The utilization of nanowire structures, which have a very efficient stress relaxation, allows to reduce the defect density in semiconducting materials, in particular, when combining hetero structures and lattice-mismatched materials in epitaxy. In addition, the nanowire geometry, with its unique properties, can be used advantageously. However, precise growth control and characterization of nanowires is still extremely challenging. In this work a sophisticated multi-tip scanning tunneling microscope (MT-STM) is utilized to thoroughly investigate the charge carrier transport in freestanding nanowire structures. The aim is to develop a detailed understanding of the dopant incorporation, the conduction channels at different doping levels and the function of charge-separating contacts in nanowires.

In a first step, the electrical characterization via MT-STM is compared with those of a conventional transfer length measurement. The good agreement of the determined specific conductivity and dopant concentration, the high spatial resolution and the few necessary process steps confirmed the competitiveness of the MT-STM compared to conventional methods. The investigation of different doping concentrations in nanowires made it possible to study the temperature-dependent dopant incorporation. When comparing UHV-transferred with oxidized nanowires, incorporating different doping profiles, the effects on carrier transport can be evaluated. Charge separating contacts which are necessary for any opto-electronic application are investigated in axial as well as radial configurations in nanowires. The determination of the exact dopant profiles with highest spatial resolution is particularly important, since abrupt transitions are very difficult to realize in the vapor-liquid-solid growth mode. By using the MT-STM a delayed incorporation of the n-dopant could be determined. This conclusion was supported by photoluminescence and cathodoluminescence measurements. The charge-separating function of the pn contacts within the nanowires was confirmed by electron beam induced current measurements and the measurement of a photocurrent upon laser illumination. The present work provides a basic understanding of charge carrier transport and the precise determination of doping profiles in III-V nanowire structures, thus laying the foundation for the improvement of nanowire-based devices.

Kurzfassung

Die Integration von III-V-Halbleitern mit der etablierten Silizium-Technologie hat einen hohen Stellenwert bei der Weiterentwicklung vieler opto-elektronischen Bauelemente. Da hierbei Materialien mit unterschiedlichen Kristallstrukturen und Gitterparameter kombiniert werden müssen, entstehen Kristalldefekte, welche die Leistung und Effizienz dieser Bauteile beeinträchtigen. Unter Verwendung von Nanodrahtstrukturen, in denen mechanische Spannungen sehr effizient abgebaut werden können, ist es möglich, die Defektdichte zu reduzieren. Zudem kann von der Nanodrahtgeometrie, mit ihren einzigartigen Eigenschaften, profitiert werden. Die präzise Wachstumskontrolle und die Charakterisierung von Nanodrähten ist jedoch äußerst herausfordernd. In dieser Arbeit wird ein ausgefeiltes Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM) eingesetzt, um den Ladungsträgertransport in freistehenden Nanodrahtstrukturen eingehend zu untersuchen. Das Ziel dieser Dissertation ist es, ein detailliertes Verständnis über den Dotierstoffeinbau, die Leitungskanäle bei verschieden starker Dotierung sowie die Funktion ladungstrennender Kontakte in Nanodrähten zu entwickeln.

In einem ersten Schritt werden die Ergebnisse des MT-STMs mit denen konventioneller Transferlängenmessung verglichen und bewertet. Die gute Übereinstimmung der ermittelten spezifischen Leitfähigkeit und Dotierstoffkonzentration, die hohe Ortsauflösung und die wenigen notwendigen Prozessschritte bestätigen die Überlegenheit des MT-STMs gegenüber konventionellen Methoden. Die Vermessung verschieden dotierter Nanodrähte ermöglicht es den Dotierstoffeinbau im Detail zu untersuchen. Der Vergleich der Leitfähigkeiten dieser Drähte unmittelbar nach dem UHV-Transfer mit denen nach Oxidation an Luft, ermöglicht zudem die Evaluation der Auswirkungen von Oberflächenterminierungen auf den Ladungsträgertransport. Die für opto-elektronische Anwendung notwendigen ladungstrennenden Kontakte werden in axialer sowie radialer Ausführung untersucht. Hierbei ist die Ermittlung der exakten Dotierstoffprofile mit höchster räumlicher Auflösung besonders wichtig, da abrupte Halbleiterkontakte beim sogenannten vapor-liquid-solid Wachstum nur sehr schwierig zu realisieren sind. Mit dem MT-STM konnte ein verzögerter Donator-Einbau festgestellt werden, welcher mit Photo- und Kathodolumineszenzmessungen bestätigt wurde. Die Funktion der pn-Kontakte konnte mittels Elektronenstrahl-induzierten Strommessungen und der Messung eines Photostroms nach Beleuchtung gezeigt werden. Die vorliegende Arbeit schafft die Voraussetzungen für ein detailliertes Verständnis des Ladungsträgertransports und zur präzisen Ermittlung von Dotierprofilen in III-V-Nanodrähten, wodurch die Grundlage für die Verbesserung von Nanodraht-Bauelemente geschaffen wird.

Vorwort

Diese Arbeit wurde im Rahmen meines Promotionsstipendiums der Carl-Zeiss-Stiftung “Nanoskalige III-V / Silizium Heterostrukturen für hocheffiziente Solarzellen” sowie dem DFG-Projekt HA 3096 “Einfluss von Oberflächen-Modifikationen auf den Ladungsträgertransport in axialen GaAs-Nanodrahtstrukturen” gefördert und durchgeführt. Innerhalb dieser Zeit arbeitete ich eng mit M. Steidl zusammen, der sich in seiner Promotion auf das Wachstum von Nanodrähten fokussierte [1] und meine Nanodraht-Proben herstellte. Zudem baut die Arbeit auf den Vorarbeiten und Untersuchungen von W. Zhao auf, welcher das Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM) in Ilmenau in Betrieb nahm [2]. Die Arbeit profitierte zudem von einer ausgezeichneten Kooperation mit dem Forschungszentrum Jülich (PGI-3, Prof. Dr. B. Voigtländer) und der Universität Duisburg-Essen (Festkörperelektronik, Dr. W. Prost und Dr. A. Poloczek). Die Struktur der vorliegenden Dissertation gliedert sich in folgende Kapitel:

Kapitel 1 motiviert und leitet die folgenden Untersuchungen ein, zeigt die Herausforderungen von Nanodrahtstrukturen auf und stellt das experimentelle Vorgehen vor.

Kapitel 2 beschreibt alle nötigen theoretischen Grundlagen des Ladungsträgertransports.

Kapitel 3 stellt die Eigenschaften sowie die Herstellung von Nanodrähten vor und beschreibt den Ladungsträgertransport in diesen Strukturen.

Kapitel 4 beinhaltet alle in dieser Arbeit verwendeten Charakterisierungsmethoden.

Kapitel 5 stellt die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Nanodraht-Proben vor.

Kapitel 6 zeigt die Ergebnisse des axialen Ladungsträgertransports in Nanodrähten und diskutiert diese. Speziell der Dotierstoffeinbau sowie der Einfluss von Oberflächenzuständen werden in Bezug auf den Ladungsträgertransport dargestellt.

Kapitel 7 widmet sich den ladungstrennenden Kontakten in Nanodrähten. Hierzu werden axiale sowie radiale pn-Übergänge elektrisch und optisch charakterisiert und diskutiert.

Kapitel 8 fasst die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick für weitere Untersuchungen.

Publikationen

Artikel in referierten Fachzeitschriften

1. Nägelein, A.; Timm, C.; Schwarzburg, K.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.: *Spatially resolved analysis of dopant concentration in axial GaAs NW pn-contacts*. Solar Energy Materials & Solar Cells, **197**, 13, 2019
2. Nägelein, A.; Timm, C.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.: *Multi-probe electrical characterization of nanowires for solar energy conversion*. Journal of Photovoltaics, **9**, 673, 2019
3. Nägelein, A.; Steidl, M.; Korte, S.; Voigtländer, B.; Prost, W.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.: *Investigation of charge carrier depletion in freestanding nanowires by a multi-probe scanning tunneling microscope*. Nano Research, **11**, 5924, 2018
4. Nägelein, A.; Liborius, L.; Steidl, M.; Blumberg, C.; Kleinschmidt, P.; Poloczek, A.; Hannappel, T.: *Comparative analysis on resistance profiling along tapered semiconductor nanowires: multi-tip technique versus transmission line method*. Journal of Physics: Condensed Matter, **29**, 394007, 2017
5. Korte, S.; Nägelein, A.; Steidl, M.; Prost, W.; Cherepanov, V.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.; Voigtländer, B.: *Charge transport in GaAs nanowires: Interplay between conductivity through the interior and surface conductivity*. Journal of Physics: Condensed Matter, **31**, 074004, 2019
6. Liborius, L.; Bieniek, J.; Nägelein, A.; Poloczek, A.; Weimann, N.: *n-doped InGaP Nanowire Shells in Core-Shell pn-junctions*. physica status solidi (b), 1900358, 2019
7. Supplie, O.; Romanyuk, O.; Koppka, C.; Steidl, M.; Nägelein, A.; Paszuk, A.; Winterfeld, L.; Dobrich, A.; Kleinschmidt, P.; Runge, E.; Hannappel, T.: *Metalorganic Vapor Phase Epitaxy of III-V-on-Silicon: Experiment and Theory*. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, **64**, 4, 103, 2018
8. Supplie, O.; May, M. M.; Steinbach, G.; Romanyuk, O.; Grosse, F.; Nägelein, A.; Kleinschmidt, P.; Brückner, S.; Hannappel, T.: *Time-resolved in situ spectroscopy*

during formation of the GaP/Si(100) heterointerface. Journal of Physical Chemistry Letters, **6**, 464, 2015.

9. Supplie, O.; May, M. M.; Kleinschmidt, P.; Nägelein, A.; Paszuk, A.; Brückner, S.; Hannappel, T.: *In situ controlled heteroepitaxy of single-domain GaP on As-modified Si(100)*. APL Materials, **3**, 126110, 2015.

Internationale Konferenzbeiträge

- Nägelein, A.; Timm, C.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Multi-probe electrical characterization of axial pn-contacts of GaAs-nanowires
Poster bei EMRS Spring Meeting 2019 in Nizza, Frankreich
- Nägelein, A.; Timm, C.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Electrical characterization on the nanoscale: Multi-probe STM of nanowires for solar energy conversion
Vortrag beim Workshop “Charge transport at surfaces and nanostructures with multi-probe techniques” 2018 in Jülich
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Electrical characterization of freestanding GaAs Nanowires by a multi-tip STM
Vortrag bei EMRS Spring Meeting 2017 in Straßburg, Frankreich
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Zhao, W.; Korte, S.; Prost, W.; Voigtländer, B.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Electrical characterization of GaAs-nanowires: Beneficial information for nanowire-based applications
Vortrag beim Workshop “Charge transport at surfaces and nanostructures with multi-probe techniques” 2016 in Jülich
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Zhao, W.; Korte, S.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Dopant distribution in GaAs nanowires: Electrical characterization using multi-tip-STM
Vortrag beim Workshop “Challenges and Perspectives of Functional Nanostructures (CPFN)” 2016 in Ilmenau

Auswahl nationaler Konferenzbeiträge

- Nägelein, A.; Koch, J.; Timm, C.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Multi-probe electrical characterization of axial pn-contacts of GaAs-nanowires
Vortrag bei der DPG-Frühjahrstagung der Sektion “Kondensierte Materie” 2019 in Regensburg
- Nägelein, A.; Liborius, L.; Steidl, M.; Blumberg, C.; Kleinschmidt, P.; Poloczek, A.; Hannappel, T.
Resistance profiling along tapered nanowires: Multi-tip-technique vs. transmission line method
Vortrag bei der DPG-Frühjahrstagung der Sektion “Kondensierte Materie” 2018 in Berlin
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.
Dopant distribution in GaAs nanowires: Electrical characterization using multi-tip-STM
Vortrag bei der DPG-Frühjahrstagung der Sektion “Kondensierte Materie” 2017 in Dresden
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Influence of surface contaminations on nanowire resistances
Vortrag beim DGKK-Workshop “Epitaxie von III/V Halbleitern” 2016 in Duisburg
- Nägelein, A.; Steidl, M.; Zhao, W.; Korte, S.; Kleinschmidt, P.; Hannappel, T.:
Electrical characterization and modelling of p-GaAs nanowires by MT-STM
Vortrag beim DGKK-Workshop “Epitaxie von III/V Halbleitern” 2015 in Göttingen

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Kurzfassung	iii
Vorwort	v
Publikationen	vii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Ladungsträgertransport in Halbleitern	7
2.1 Halbleiter-Grundlagen	8
2.2 Theoretische Betrachtung des Ladungsträgertransports	12
2.3 Messtechnische Bestimmung der Leitfähigkeit	15
3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften	17
3.1 Nanodrahtwachstum und Morphologie	18
3.2 Ladungsträgertransport in Nanodrähten	28
3.3 Optische Eigenschaften von Nanodrähten	35
4 Charakterisierungsmethoden	39
4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)	40
4.1.1 Aufbau und Funktionsweise	40
4.1.2 Analysemöglichkeiten im MT-STM	45
4.1.3 Exemplarische Dotierstoffbestimmung in einem Nanodraht	48
4.2 Transferlängenmessung (TLM)	50
4.3 Photolumineszenzspektroskopie (PL)	52
4.4 Kathodolumineszenzspektroskopie (CL)	53
5 Probenübersicht	55
6 Axialer Ladungsträgertransport in Nanodrahtstrukturen	63
6.1 Eignung des MT-STMs im Vergleich zu konventionellen Methoden	64
6.1.1 Messablauf und Ergebnisse	64
6.1.2 Gegenüberstellung und Diskussion	70
6.2 Temperaturabhängiger Dotierstoffeinbau in GaAs-Nanodrähten	73
6.2.1 Widerstandsprofile	73
6.2.2 Diskussion der Ergebnisse	74

6.3	Einfluss von Oberflächenzuständen auf den Ladungsträgertransport . . .	76
6.3.1	Gegenüberstellung UHV-transferierter und oxidierten Proben . .	77
6.3.2	Diskussion der Ergebnisse	78
6.4	Ladungsträgertransport zwischen Nanodraht-Kern und -Oberfläche . . .	82
6.4.1	Widerstands- und Dotierprofil	82
6.4.2	Modell zur Beschreibung des Ladungsträgertransports	85
6.5	Zusammenfassung des Kapitels	89
7	Ladungstrennende Kontakte in Nanodrahtstrukturen	91
7.1	Axialer pn-Übergang in GaAs-Nanodrähten	92
7.1.1	Elektrische Charakterisierung	92
7.1.2	Optische Charakterisierung	98
7.1.3	Gegenüberstellung elektrischer und optischer Charakterisierung .	108
7.2	Radialer pn-Übergang in GaAs/InGaP-Nanodrähten	111
7.2.1	Bestimmung der Dotierung in der n-InGaP-Hülle	111
7.2.2	Strom-Spannungsmessungen und EBIC-Signale	113
7.2.3	Weiterführende Untersuchungen	115
7.3	Zusammenfassung des Kapitels	117
8	Zusammenfassung und Ausblick	119
	Anhang	123
	Abbildungsverzeichnis	131
	Abkürzungsverzeichnis	135
	Literaturverzeichnis	137
	Danksagung	153
	Eigenständigkeitserklärung	155

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1 Einleitung und Motivation

Silizium (Si) -basierte Bauelemente zählen wohl zu den am weitesten entwickelten Technologien weltweit. Basierend auf einem Silizium-Chip entwickelten Jack S. Kilby und Robert Noyce voneinander unabhängig 1958 die erste integrierte Schaltung [3]. Dies kann als Startschuss für die heutigen Mikroprozessoren gesehen werden, welche sich in vielen elektronischen Bauteilen befinden. 1965 prognostizierte Dr. Gordon Moore eine Miniaturisierung der integrierten Schaltkreise, was zu einer drastischen Leistungssteigerung und fallenden Preisen führte. Das nach ihm benannte “Mooresche Gesetz” beschreibt eine Verdopplung der Leistung von Computerchips alle 1 - 2 Jahre. Dies führte dazu, dass die Transistoren auf den Chips immer kleiner realisiert wurden, wodurch deren Dichte pro Chip stark anstieg. Im Januar 2019 verkündete Nvidia CEO Jensen Huang auf der “Consumer Electronic Show” (CES) 2019 in Las Vegas, dass nun die Zeit gekommen ist, in der das Mooresche Gesetz nicht weiter umsetzbar ist [4]. Die aktuelle Leistungssteigerung in der Mikroprozessortechnik beschränkt sich auf wenige Prozent pro Jahr.

Auch abseits der Computerchipherstellung zählt Si zu den führenden Halbleiterelementen. In der Photovoltaik wird seit 1954 an Si-Zellen geforscht und gearbeitet. Auch hier konnte die Effizienz drastisch gesteigert werden (auf 26,3 % [5]) und somit die Kosten pro Leistung stark verringert werden. Jedoch gibt es auch in der Photovoltaik ein “Gesetz”, welches den Effizienzanstieg begrenzt. Das 1961 publizierte Shockley-Queisser-Limit besagt fundamental, dass Siliziumsolarzellen einen maximalen Wirkungsgrad von knapp 30 % nicht überschreiten können [6].

Diese beiden ausgewählten Beispiele zeigen, dass die reine Silizium-Technologie mehr und mehr an ihre Grenzen stößt. Die im Vergleich zu Silizium deutlich teureren III-V-Halbleiter bieten hingegen interessante Vorteile, wie eine deutlich höhere Ladungsträgermobilität und direkte, anpassbare Bandlücken. Mit der monolithischen Integration von III-V-Halbleitern auf Silizium wird versucht, die Vorteile beider Technologien zu kombinieren. In diesem Feld wurden in den vergangenen Jahren große Fortschritte erreicht, wie z. B. die Kontrolle der Polarität und die Verringerung der Defektdichten [7–9]. Allerdings kann aufgrund unterschiedlicher Gitterparameter nicht jedes Material beliebig kombiniert werden. Wie in Abbildung 1.1 gezeigt steigt mit höherer Gitterfehlانpassung die Defektdichte, wodurch die Eigenschaften eines Bauteils deutlich verschlechtert werden.

Diese Herausforderung trifft auf nanoskalige Strukturen wie zum Beispiel Nanodrähte nur bedingt zu. Ihr geringer Durchmesser im Bereich von wenigen bis hundert Nanometern sorgt dafür, dass die Relaxation von Gitterspannungen sehr effizient ist [10–12]. So konnte unter anderem das Wachstum von defektarmen Indiumarsenid (InAs) -Nanodrähten

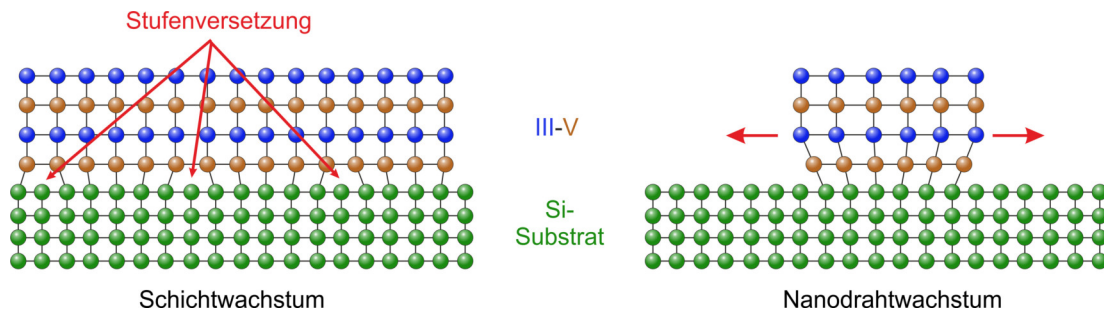


Abbildung 1.1 – Gegenüberstellung von Schichtwachstum und Nanodrahtwachstum bei der Integration von III-V-Materialien auf Silizium. An der Heterogrenzfläche treffen Materialien mit unterschiedlichem Gitterparameter aufeinander. Beim Schichtwachstum führen Spannungen zu Defekten (Stufenversetzungen). Im Gegensatz dazu weisen Nanodrähte aufgrund ihres geringen Durchmessers eine effizientere Spannungsrelaxation auf, wodurch Defekte vermieden werden. So können auch Materialien mit einem stark unterschiedlichen Gitterparameter kombiniert werden.

auf Silizium (mit einer Gitterfehlانpassung von 11,6 % [13]) erfolgreich demonstriert werden [14].

Aber nicht nur bei der Integration von III-V-Halbleitern auf Silizium spielen Nanodrähte eine große Rolle. Sie werden auch als vielversprechende Kandidaten für opto-elektronische Bauelementkomponenten gehandelt und gelten aufgrund ihrer Flexibilität als die “Halbleiter der Zukunft”. Darüber hinaus ermöglicht der sogenannte optische Antenneneffekt eine deutlich effizientere Licht-Absorption sowie -Emission im Vergleich zu planaren Strukturen [15, 16]. Durch die damit verbundene Möglichkeit der Materialeinsparung ist eine deutliche Kostenreduktion zu erwarten.

Aktuelle Forschungsarbeiten zielen darauf ab, Leuchtdioden (LEDs) [17–19], Transistoren [20–22] oder auch Sensoren [23–25] mittels Nanodrahtstrukturen zu realisieren und weiter zu verbessern. Gerade in den vergangenen Jahren besitzen auch Anwendungen zur solaren Energiekonversion einen besonders hohen Stellenwert. Hierbei gibt es zwei Möglichkeiten:

Die direkte solare Wasserspaltung, welche den Vorteil besitzt, dass die Energie des Sonnenlichts in Form von Wasserstoff gespeichert werden kann und somit jederzeit zur Verfügung steht. Der höchste Wirkungsgrad von planaren Konzepten liegt derzeit bei 19,3 % [26], jedoch versprechen auch Nanodrahtstrukturen aufgrund ihres hohen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses zukünftige Verbesserungen [27, 28].

Die Photovoltaik nutzt die Energie des Sonnenlichts zur direkten Erzeugung von elektrischer Energie. Hierbei gibt es bei Nanodrahtsolarzellen zwei Konzepte, wie die notwendige Ladungsträgertrennung stattfinden kann. Aktuell werden die höchsten Wirkungsgrade von Nanodraht-basierenden Solarzellen mit der axialen Ladungsträgertrennung erreicht

1 Einleitung und Motivation

(15,3 % mit Galliumarsenid (GaAs) im “bottom-up” Prinzip¹ [29]). Der Vorteil radialer Strukturen liegt darin, dass die Wege (d.h. die erforderliche Minoritätendiffusionslänge) der Ladungsträger von ihrer Generation bis hin zu ihrer Trennung deutlich kürzer sind. Dies senkt den Anspruch an die Qualität des Nanodrahtmaterials. Nichtsdestotrotz liegt die maximal erreichte Effizienz (7,4 % mit GaAs [30]) der radialen Architekturen noch deutlich unter denen mit axialem Aufbau. Gründe hierfür werden in der erschwerten Realisierung von definierten und homogenen Dotierungen gesehen [31].

Die beschriebenen Anwendungsbeispiele zeigen, dass Nanodrähte in der Zukunft eine große Rolle spielen werden. Jedoch ist die Kontrolle und Analyse ihrer elektronischen Eigenschaften und ihrer Heterostrukturen, insbesondere ihrer genauen Dotierprofile, eine der größten Herausforderungen. Auf Grund eingeschränkter Parametervariationen bei der Präparation und dadurch begrenzter Prozessfenster durch z. B. ungenügende Pyrolyse der Dotierstoffe, Mangel an geeigneten Dotierelementen [32] oder die Verschleppung von Dotanten treten Probleme auf, welche die Herstellung abrupter Homo- oder Heterokontakte deutlich erschweren können [33]. Temperaturvariationen während des Wachstums, welche die Wachstumskinetik der Nanodrähte beeinflusst [34], können ebenfalls eine übergeordnete Rolle beim Dotierstoffeinbau spielen. Höhere Temperaturen zu Beginn des Wachstums begünstigen das vertikale Nanodraht-Wachstum, wohingegen niedrigere Temperaturen das Tapering (parasitäres Hüllenwachstum) reduzieren [35]. Um den Dotierstoffeinbau in Nanodrähten und seine Auswirkungen auf den Ladungsträgertransport besser untersuchen zu können, werden Methoden benötigt, welche die Vermessung der Leitfähigkeit mit hoher örtlicher Auflösung gewährleisten. Während es für die Charakterisierung von planaren Strukturen eine Vielzahl von Untersuchungsmöglichkeiten gibt (z. B. Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS) [36], Kapazitäts-Spannungsmessung (CV) [37] oder die van der Pauw Messmethode [38]), ist die Situation bei nanoskaligen Strukturen anders. Zur Untersuchung des axialen Dotierstoffeinbaus werden bisher meist die Nanodrähte vom Substrat abgelöst und in Umgebungsatmosphäre zum Messaufbau (z.B. Mehrspitzen-Messplatz für „transfer line measurements“ (TLM) [39]) transferiert, wo IV-Kurven zwischen benachbarten (aufgedampften) ohmschen Kontakten aufgenommen werden [40–45]. Die Realisierung von ohmschen Kontakten, die für diverse III-V Halbleiterverbindungen demonstriert [46–48] worden ist, weist jedoch einige wesentliche präparative Herausforderungen auf. Häufig werden z. B. Temper-Schritte benötigt, welche die chemische Zusammensetzung der Halbleiteroberfläche beeinflussen können [49], was vor allem bei Nanodrähten mit kleinen Durchmessern

¹“bottom-up” bedeutet, dass ausgehend von einer planaren Probenoberfläche Drähte in die Höhe gewachsen werden. Im Gegensatz dazu stellt das “top-down” Prinzip das durch Ätzprozesse erstellen von Nanodrähten dar. Hierbei kommt es jedoch zu keinerlei Materialeinsparung.

besonders kritisch sein kann. Zudem ist es mit dieser nicht-zerstörungsfreien Methode nicht möglich, kontinuierliche Widerstandsprofile aufzunehmen sowie die Drähte auch an deren Enden umfassend zu charakterisieren. Dies kann für Anwendungen entscheidend sein, bei welchen die Nanodrähte elektrisch aktiv mit dem Substrat verbunden bleiben.

Zur Lösung dieser Herausforderungen wurde ein UHV-basiertes MT-STM originär entwickelt [50] und *in vacuo* mit der Nanodrahtpräparation verbunden. Bei dem MT-STM können vier Wolframspitzen individuell voneinander mittels piezoelektrischen Nanopositionierer bewegt werden. Die Bewegung der Spitzen wird über ein integriertes Rasterelektronenmikroskop (scanning electron microscope, SEM) beobachtet, wodurch eine Positionsgenauigkeit von rund 100 nm erreicht wird. Dies ist eine Ortsauflösung, welche mit konventionellen Methoden bislang nicht erreicht wurde. Zur Charakterisierung der Nanodrähte werden die Messspitzen in direkten Kontakt zum Nanodraht gebracht. Auf Grund der angewendeten Vierpunktmessung sind ohmsche Kontakte nicht notwendig, was im Vergleich zum TLM-Messprinzip ein erheblicher Vorteil ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Dotierung und den Ladungstransport in Nanodrahtstrukturen tiefgreifend zu verstehen. Hierzu wird ein ausgeklügeltes System aus MT-STM und SEM verwendet, und verschieden aufgebaute und dotierte Nanodrahtstrukturen untersucht. Dabei ist es besonders notwendig zunächst die Ergebnisse des MT-STMs mit konventionellen Messmethoden zu vergleichen und zu bewerten. Dafür werden Nanodrähte ein und derselben Probe zunächst im MT-STM untersucht und anschließend an der Universität Duisburg-Essen mittels Transferlängenmessungen charakterisiert. Aufgrund des hohen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses von Nanodrahtstrukturen sind diese besonders sensitiv auf Veränderungen ihrer Oberfläche. Unter Nutzung des UHV-Transfersystems können die Nanodrähte kontaminationsfrei sowie nach einer anschließenden Oxidation untersucht werden. Hierbei soll mehr über die Ladungsträgertransportwege im Kern und an der Oberfläche sowie ihr Zusammenspiel bei Änderung der Dotierung in Erfahrung gebracht werden.

Die für opto-elektronische Bauteile notwendigen ladungstrennenden Kontakten werden in axialer sowie radialer Form abschließend untersucht. Neben der Ermittlung der exakten Dotierstoffkonzentrationen spielt deren Strom-Spannungs-Charakteristik eine große Rolle. Hierbei kommen auch optische Messmethoden wie die Elektronenstrahl-induzierte Strommessung (EBIC), Photo- und Kathodolumineszenz-Spektroskopie sowie die Beleuchtung des ladungstrennenden Kontakts mittels einem Laser zum Einsatz.

Kapitel 2

Ladungsträgertransport in Halbleitern

Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit all den theoretischen Grundlagen, welche für die Studie des Ladungsträgertransports in Nanodrähten notwendig sind. Als Ausgangspunkt für diese Arbeit werden zunächst alle Halbleiter-relevanten Themen, wie Kristall- und Bandstruktur sowie Dotierung dargestellt. Anschließend wird die elektrische Leitfähigkeit, ausgehend vom Drude-Modell und deren Erweiterung durch Sommerfeld, erklärt. Messtechnische Prinzipien, mit welchem der Ladungsträgertransport in Halbleitern bestimmbar ist, werden abschließend dargestellt.

2.1 Halbleiter-Grundlagen

Da in dieser Arbeit ausschließlich mit Halbleitern gearbeitet wird, werden in dem ersten Teil dieses Kapitels alle relevanten Halbleiter-Grundlagen dargelegt. Hierzu gehören die Kristall- und Bandstruktur und die Änderungen dieser bei Dotierung.

Kristallstruktur

Als Kristalle werden Strukturen betrachtet, welche aus idealen, sich endlos wiederholenden, identischen Elementen bestehen. Diese Elemente werden in ihrer kleinsten Einheit als Einheitszelle beschrieben. Im Allgemeinen kristallisieren nicht-nitridische III-V-Halbleiter in die (kubische) Zinkblende-Struktur, nitridische III-V-Halbleiter bevorzugen die (hexagonale) Wurtzit-Struktur. In Abbildung 2.1 sind die Einheitszellen der Diamant- und der Zinkblende-Struktur gegenübergestellt. Beide Strukturen können aus einer Kombination zweier kubisch-raumzentrierten Gitter dargestellt werden. Die Basis der Diamantstruktur besteht aus derselben Art von Atomen (blau), währenddessen die Basis der ZB-Struktur aus Gruppe-III (grün) und Gruppe-V (rot) Atomen gebildet wird.

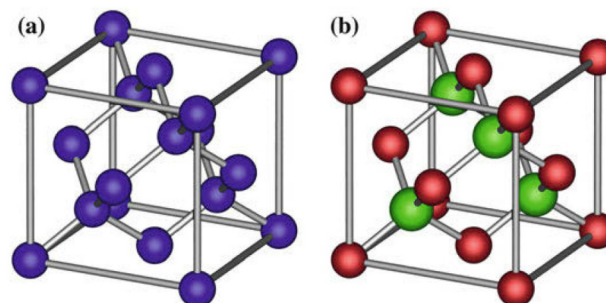


Abbildung 2.1 – Einheitszellen der (a) Diamantstruktur sowie der (b) Zinkblende-Struktur. Entnommen aus [51]

Bandstruktur

Aufgrund der Periodizität von Kristallen finden sich die diskreten Energieniveaus der Atome zu Energiebändern zusammen. Im Kroenig-Penny-Modell wird mit Hilfe der Quantenmechanik die Ausprägung von Energiebändern im Festkörper beschrieben [52]. In Abbildung 2.2 ist die Bandstruktur von GaAs dargestellt. Die Auftragung zeigt die Energiedispersion $E(k)$ im reziproken Raum. Dies ist gerade für Kristalle vorteilhaft, da ihre unterschiedlichen kristallographischen Richtungen verschiedene Bandstrukturen aufweisen. Der grau-schraffierte Bereich stellt die Bandlücke mit der Energie $E_g \approx 1,42$ eV (bei 300 K) dar, welche die Leitungsbänder E_C (oberhalb) von den Valenzbänder E_V (unterhalb) trennt. Innerhalb der Bandlücke liegen keine Zustände vor, welche Ladungsträger besetzen können. Da das Leitungsbandminimum direkt am Γ -Punkt direkt über dem Valenzbandmaximum liegt, ist GaAs ein direkter Halbleiter.

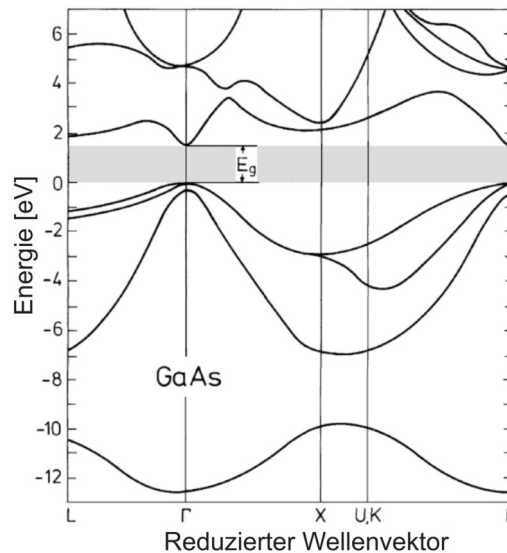


Abbildung 2.2 – Bandstruktur von GaAs im reziproken Raum. Die Bandlücke ist grau-hinterlegt dargestellt. Sie unterteilt die Energiebänder in Leitungs- (oberhalb) und Valenzband (unterhalb). In der Bandlücke selbst befinden sich keine Zustände, welche von Elektronen oder Löcher besetzt werden können. GaAs ist ein direkter Halbleiter, da Leitungsbandminimum und Valenzbandmaximum am Γ -Punkt übereinander liegen. Darstellung angelehnt an [53]

Dotierung

Da die intrinsische Ladungsträgerdichte, aufgrund von unzureichender Leitfähigkeit, für die meisten Anwendungen nicht ausreicht, werden Halbleiter dotiert. Dotieren bedeutet, die gezielte Einbringung von Fremdatomen, welche mehr (n-Dotierung) oder weniger (p-Dotierung) Valenzelektronen besitzen als das Atom, dessen Platz sie im Gitter einnehmen.

2 Ladungsträgertransport in Halbleitern

Dadurch kann die Leitfähigkeit eines Halbleiters drastisch gesteigert werden, da mehr freie Ladungsträger am Ladungsträgertransport teilnehmen können.

In Abbildung 2.3 ist die Auswirkung von Dotierung auf die Zustandsdichte $D(E)$, Fermi-Verteilung $f(E)$ und Ladungsträgerkonzentration n, p in Abhängigkeit der Dotierrichtung dargestellt.

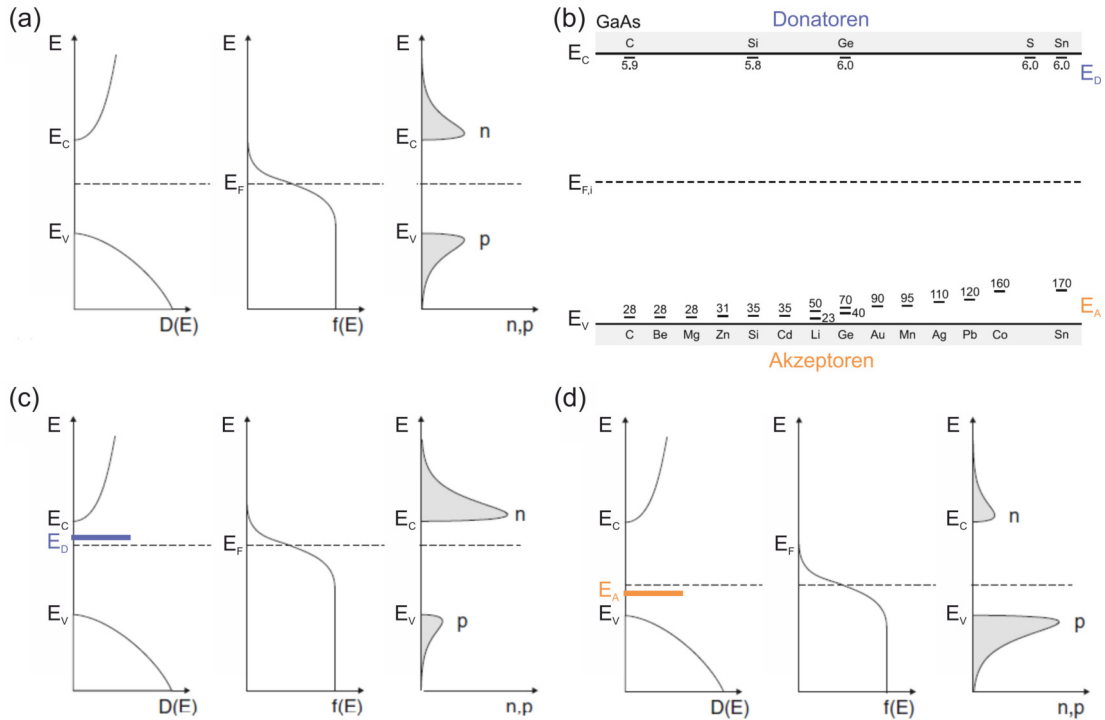


Abbildung 2.3 – Auswirkung der Dotierung von Halbleitern im thermischen Gleichgewicht. (a) Im intrinsischen Zustand liegt das Fermi-Level in der Mitte der Bandlücke, die Konzentrationen der Elektronen und Löcher im Leitungs- bzw. Valenzband sind ausgeglichen. (b) Auszug an möglichen Dotierstoffatome für GaAs. Die jeweiligen Zahlen geben die energetische Position des ionisierten Zustands in meV an. (c) n-Dotierung führt zu einer erhöhten Konzentration an Elektronen im Leitungsband, dadurch verläuft das Fermi-Level in der Nähe des Leitungsbandes. (d) p-Dotierung verringert die Konzentrationen an Elektronen im Leitungsband; das Fermi-Level befindet sich in der Nähe des Valenzbandes. In Anlehnung an [51]

Außerdem zeigt Abbildung 2.3(b) verschiedene Fremdatome, die zur Dotierung von GaAs verwendet werden können, samt ihrer energetischen Position (in meV) der ionisierten Zustände bezogen auf die jeweiligen Bandkanten. Daran wird klar, dass Dotierung immer die Erzeugung von Störstellen innerhalb der Bandlücke bedeutet. Liegen die Zustände nahe des Leitungsbandes entsteht eine n-Dotierung, befinden sie sich nahe des Valenzbandes führen sie zu einer p-Dotierung. Zudem existieren Elemente, welche mehrere Störstellen im Halbleiter kreieren. Befinden sich diese nahe des Leitungs- und

des Valenzbandes (z. B. Kohlenstoff (C), Silizium (Si) und Zinn (Sn) für GaAs - siehe Abb. 2.3(b)), werden sie amphotere Dotierstoffe genannt. Je nachdem welches Atom im Gitter sie ersetzen entsteht p-Dotierung (Gruppe-V-Element wird ersetzt) oder n-Dotierung (Gruppe-III-Element wird ersetzt).

Ladungstrennende Kontakte

Sobald man die opto-elektronische Eigenschaften von Halbleitern nutzen möchten, sind ladungstrennende Kontakte notwendig. Ihre Aufgabe ist es entweder, generierte Elektron-Loch-Paare zu trennen und abzuführen (z.B. in Solarzellen) oder die kontrollierte (strahlende) Rekombination von injizierten Ladungsträger zu fördern (z.B. in LEDs). In den meisten Fällen werden pn-Übergänge als ladungstrennende Kontakte verwendet. In Abbildung 2.4(a-b) ist das Energiebanddiagramm eines pn-Übergangs dargestellt. Im Gegensatz zur Meinung Vieler, sind nicht die elektrischen Felder die treibende Kraft der Ladungsträgertrennung [54]. Stattdessen führen die Gradienten der Quasi-Fermi-Niveaus und die je nach Dotierrichtung unterschiedlichen Leitfähigkeiten für Elektronen und Löcher zur effektiven Trennung. Ein idealer und effizienter ladungstrennender Kontakt besteht aus zwei selektiven Kontakten (Abb. 2.4(c)). Zwischen diesen äußeren Kontakten befindet sich eine breite (undotierte) Zone, worin Elektronen sowie Löcher hohe Mobilität, und somit große Diffusionslängen, besitzen [54].

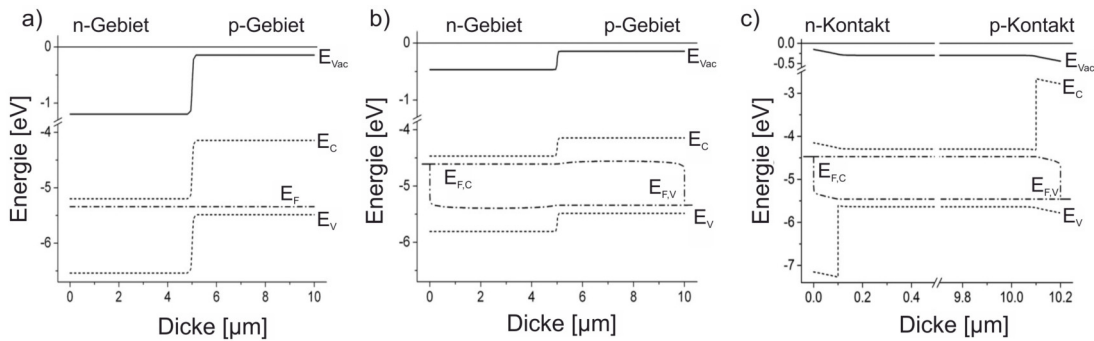


Abbildung 2.4 – Mit Sentaurus TCAD (Synopsys [55]) simulierte Energiebanddiagramme ladungstrennender Kontakte. (a) Gleichgewichtszustand ohne Beleuchtung oder angelegter Spannung. (b) Beleuchteter Zustand führt zur Aufspaltung der Fermi-Niveaus. Die Gradienten der Quasi-Fermi-Niveaus sind die treibende Kraft zur Ladungsträgertrennung. Unterstützt wird dies durch die höhere Leitfähigkeit der Elektronen im n-Gebiet bei gleichzeitiger Reduzierung der Leitfähigkeit für Löcher sowie *vice versa* im p-Gebiet. (c) Ideale ladungstrennende Struktur. Zwischen den jeweils p- und n-selektiven Kontakten befindet sich eine breite Schicht mit hoher Ladungsträgermobilität. Entnommen von [54]

2.2 Theoretische Betrachtung des Ladungsträgertransports

Die Theorie des Ladungsträgertransports basiert grundsätzlich auf dem Modell von Paul Drude, welches von Arnold Sommerfeld korrigiert und erweitert wurde. Mittels dieser Modelle können die Bewegungen von Ladungsträgern innerhalb eines Volumenmaterials gut beschrieben werden. Das Drude-Modell sowie die Korrektur und Erweiterung durch Sommerfeld können im Anhang auf Seite 124 und 126 nachgelesen werden. Im folgenden Abschnitt wird ein Überblick über die wichtigsten Grundlagen gegeben.

Paul Drude beschrieb in seinem nach ihm benannten Modell die elektrische Leitfähigkeit von Metallen [56]. Da seine Theorie gewisse Schwächen aufweist und auf falschen Annahmen basiert, korrigierte Arnold Sommerfeld diese Ende der 1920er Jahre in seinem Modell [57]. Anstelle eines Teilchengases beschrieb er in seiner Theorie den elektrischen Transports mit einem Gas freier Fermionen, welche der Schrödinger-Gleichung¹ [58] gehorchen sowie dem Pauli-Prinzip² [59] unterliegen. Ändert sich die Impulsverteilung der Fermionen aus ihrer Gleichgewichtsverteilung z. B. durch das anlegen eines äußeren elektrischen Feldes, führt dies zu einer endlichen elektrischen Stromdichte – ein Strom fließt.

Die Impulsverteilung von Fermionen kann im Impulsraum bei 0 K mit einer Fermi-Kugel dargestellt werden (siehe Abbildung 2.6(a)). Der Radius dieser Kugel spiegelt die der Fermi-Energie zugehörigen Impulse wider. Ohne äußere Krafteinwirkung ist der Gesamtimpuls der Kugel null, da es zu jedem Wellenvektor k einen entsprechenden Wellenvektor $-k$ gibt. Sobald eine äußere Kraft (z. B. elektrisches Feld E) auf die Fermi-Kugel wirkt, wächst jeder Wellenvektor um δk an. Pro Zeitintervall t wird die Kugel um $\delta k = \frac{Et}{\hbar}$ verschoben und die darin enthaltenen Zustände umverlagert. Wird die äußere Kraft abgeschaltet, so relaxiert δk aufgrund von Streuprozessen mit einer Abklingzeit von $e^{-t/\tau}$ wieder gegen null.

Die daraus abgeleiteten Gleichungen können im Anhang A2 auf Seite 126 nachgelesen werden. Letztendlich resultieren Sommerfelds Überlegungen in der Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit σ von Fermionen als

$$\sigma = ne\mu = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{mv_F}. \quad (2.1)$$

¹Quantenmechanische Beschreibung der elektronischen Struktur von Atomen: $\mathcal{H}\Psi(r) = E\Psi(r)$

²Fermionen mit dem gleichen Spin können nicht denselben Quantenzustand besetzen und müssen ggf. auf energetisch ungünstige, höhere Niveaus ausweichen.

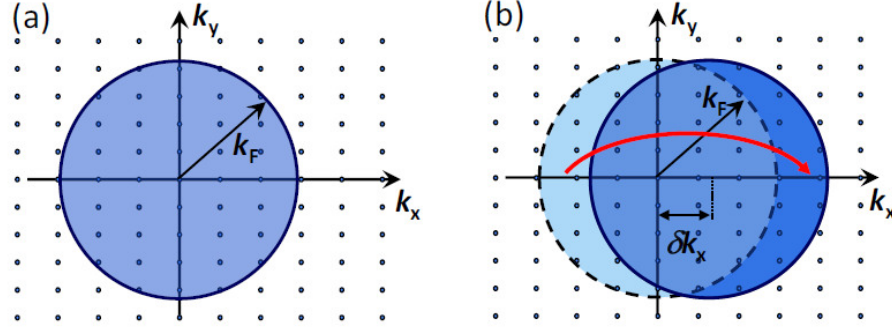


Abbildung 2.5 – Darstellung der Fermi-Kugel im Impulsraum, welche alle besetzten Elektronenzustände umschließt. (a) Ohne äußere Kraft F ist der Gesamtimpuls null, da jedem Wellenvektor k ein entsprechender Wellenvektor $-k$ entgegenwirkt. (b) Wirkt eine äußere Kraft auf die Fermi-Kugel, wächst jeder Wellenvektor im Zeitintervall t um $\delta k = \frac{Ft}{\hbar}$ an. Die Fermi-Kugel wird um δk verschoben. Die Zustände werden vom hellblauen Bereich in den dunkelblauen Bereich umverlagert. Entnommen aus [60]

Darin enthalten sind die Ladungsträgerkonzentrationen n , die Elementarladung e , die Mobilität μ und die Teilchenmasse m . Die mittlere freie Weglänge $l = v_F \tau$ beschreibt die Strecke, die ein Elektron innerhalb der mittleren Zeit τ zwischen zwei Streuprozessen zurücklegen kann. Dabei ist darauf zu achten, dass anstatt der mittleren Driftgeschwindigkeit v_D wie im Drude-Modell, die tatsächliche Geschwindigkeit der Elektronen (Fermi-Geschwindigkeit $v_F = \hbar k_F / m$) verwendet wird, da nicht alle Elektronen am Streuprozess teilnehmen können. Nur Elektronen in einem schmalen Energieintervall mit der Breite $\sim k_B T$ um E_F sind für Streuprozesse zu berücksichtigen, da die maximale Energieübertragung bei einem Streuprozess in der Größenordnung von $k_B T \ll E_F$ liegt. Weit unterhalb der Fermi-Energie sind keine Streuprozesse möglich, da es keine freien Zustände gibt und das Pauli-Prinzip eine Doppelbesetzung verbietet.

Abbildung 2.6 verdeutlicht den Energiebereich, in dem Elektronen an Streuprozessen teilnehmen dürfen. Innerhalb $E_F - k_B T$ der dargestellten Fermi-Kugel sind Streuprozesse verboten. Nur Elektronen, welche sich im Energiebereich $\sim k_B T$ um E_F befinden, können gestreut werden und somit am Ladungsträgertransport teilnehmen.

Mit dieser Darstellung wird deutlich, dass beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes der Stromfluss nur durch einen sehr kleinen Bruchteil von umverlagerten Elektronen zustande kommt. Im Gegensatz zur Vorstellung Drudes, bei dem alle Elektronen sich mit v_D bewegen und zum Ladungsträgertransport beitragen, werden von Sommerfeld nur sehr wenige Elektronen (an der Fermi-Fläche), betrachtet. Diese weisen jedoch eine wesentlich höheren Geschwindigkeit auf. Im erweiterten Modell von Sommerfeld werden,

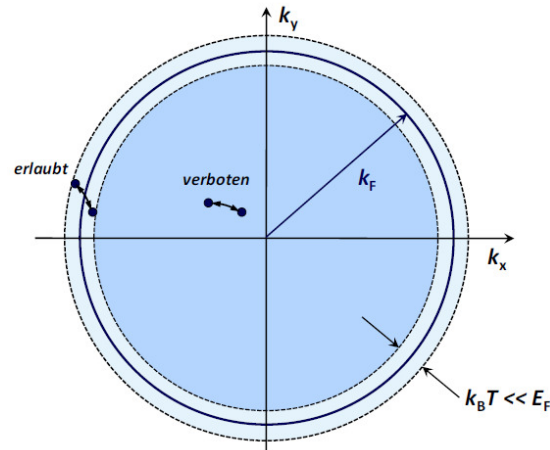


Abbildung 2.6 – Veranschaulichung der zum Ladungsträgertransport teilnehmenden Elektronen. Nur Elektronen im Energiebereich $\sim k_B T$ um E_F können an Streuprozessen teilnehmen. Elektronen weit unter E_F können aufgrund des Pauli-Gesetzes nicht streuen, da keine besetzbaren Zustände vorhanden sind. Entnommen aus [60]

wie beschrieben, quantenmechanische Effekte und – auf Grund der Fermi-Statistik – auch verschiedene Materialklassen berücksichtigt.

An Hand von Gleichung (2.1) können zusammenfassend alle Parameter, welche die Leitfähigkeit eines Materials bestimmen, veranschaulicht werden. Die Leitfähigkeit σ eines Halbleiters steigt, wenn:

- die Dotierstoffkonzentration n hoch ist (n-Typ für Elektronen; p-Typ für Löcher),
- die Mobilität μ groß ist, was auf eine lange mittlere Zeit zwischen zwei Stößen τ oder eine geringe Elektronen- bzw. Löchermasse m zurückgeführt werden kann. Gleichzeitig verringert eine hohe Dotierung die Mobilität.
- die Temperatur T hoch ist, da dies den Energiebereich $k_B T$ vergrößert und somit mehr Ladungsträger an der Leitung teilnehmen können.

2.3 Messtechnische Bestimmung der Leitfähigkeit

Wird der Transport von Ladungsträgern in zeitlicher Abhängigkeit betrachtet, entsteht ein Stromfluss. Je leitfähiger ein Material ist, desto weniger Spannung (geringere Potentialdifferenz) muss angelegt werden, um einen bestimmten Stromfluss zu erzeugen. Dadurch kann mittels der Bestimmung des Stromflusses und der dazugehörigen Spannung die Leitfähigkeit bestimmt werden. Um den Strom und die Potentialdifferenz möglichst präzise bestimmen zu können, gibt es unterschiedliche Messanordnungen, die im Folgenden näher beschrieben werden.

Für die Strommessung genügt die Verwendung von 2 Kontakten (z. B. in Form von 2 Messspitzen). Durch das Aufbringen einer Potentialdifferenz zwischen beiden Spitzen, wird ein Stromfluss erzwungen. Jedoch ist die Höhe des Stroms sowie deren Abhängigkeit bezüglich der angelegten Spannung nicht nur von der zu vermessenden Struktur abhängig, sondern auch von verschiedenen Kontaktwiderständen.

Da die Bestimmung dieser Kontaktwiderstände mitunter sehr schwierig ist, wird, wenn möglich, Strom- und Potentialmessung voneinander entkoppelt. Dieses Messprinzip wird Vierpunktmessung genannt und benötigt, wie der Name schon verrät, 4 Kontakte. In Abbildung 2.7 ist das Prinzip der Zwei- und Vierpunktmessung dargestellt.

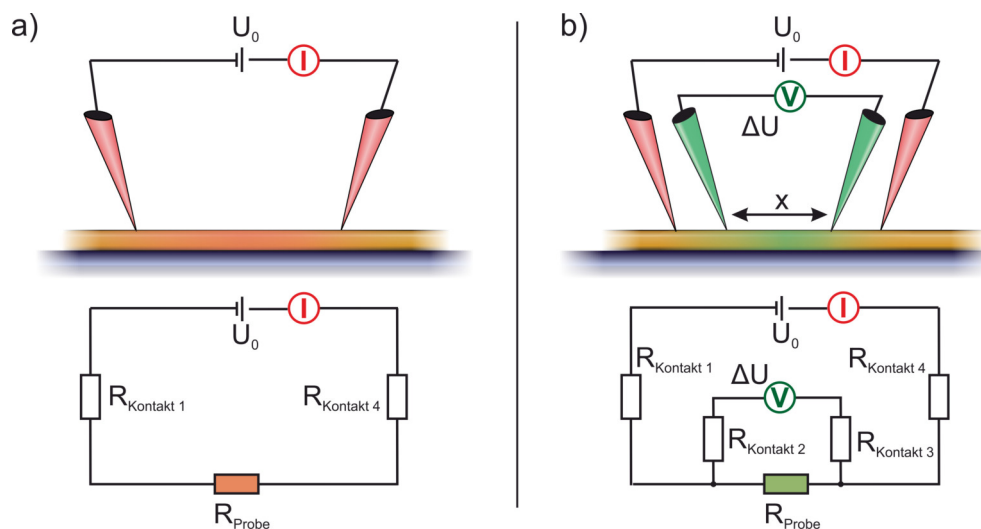


Abbildung 2.7 – Messanordnung der Zwei- (a) und Vierpunktmessung (b) mit dazugehörigem Ersatzschaltbild. Die bei der Strommessung auftretenden Kontaktwiderstände können bei der Zweipunktmessung nicht vernachlässigt werden und beeinträchtigen das Ergebnis. Mit zusätzlichen hochohmigen Potentialmessspitzen kann in der Vierpunktmessanordnung kontaktwiderstandsfrei gemessen werden.

Der Eingangswiderstand der beiden Potentialmessspitzen ist sehr hochohmig (im Bereich von mehreren $T\Omega$), sodass der Stromfluss durch diese Spitzen vernachlässigbar klein

2 Ladungsträgertransport in Halbleitern

ist. Dadurch wirkt sich der Kontaktwiderstand dieser beiden Spitzen nicht auf den gemessenen Potentialunterschied aus und die Messung ist dementsprechend kontaktwiderstandsfrei. Die Kontaktwiderstände der beiden Strommessspitzen sind natürlich weiterhin vorhanden, beeinflussen jedoch nicht mehr das Messergebnis.

Wird der Potentialabfall zwischen Spitze 2 und 3 durch den von Spitze 1 und 4 eingebrachten Strom dividiert, resultiert ein Widerstand. Diese Messungen werden für verschiedene Abstände zwischen den Potentialmessspitzen durchgeführt, sodass ein Widerstandsprofil entsteht (siehe Abbildung 2.8).

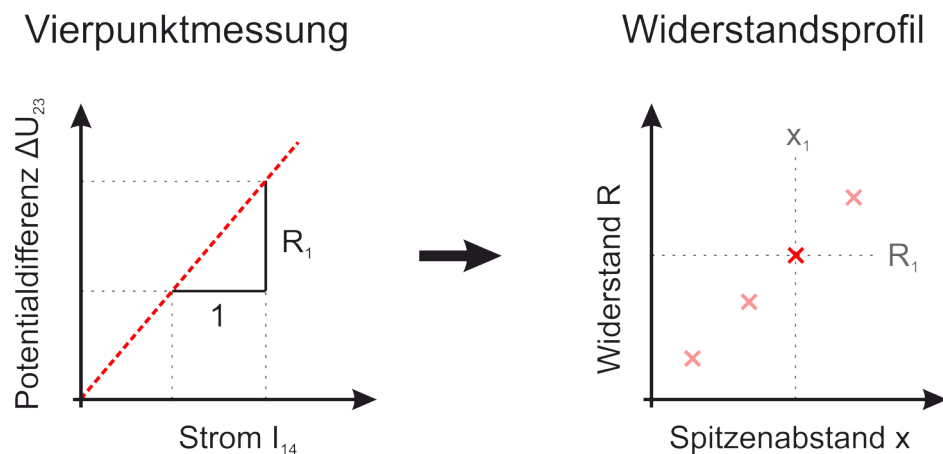


Abbildung 2.8 – Exemplarische Darstellung einer Vierpunktmessung und das daraus abgeleitete Widerstandsprofil. Bei einem ohmschen Widerstand ist die Auftragung der Potentialdifferenz über den Strom eine Ursprungsgerade. Die Steigung der Geraden ist gleichzusetzen mit dem Widerstand. Werden nun mehrere Vierpunktmessungen mit verschiedenen Kontaktabständen aufgenommen, kann ein Widerstandsprofil erstellt werden. Die Steigung des Widerstandsprofils ist, bei gleichbleibender Geometrie, proportional zur Leitfähigkeit des zu untersuchenden Materials.

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Messmethoden verwendet, um Widerstands- bzw. Leitfähigkeitsprofile von Nanodrähten aufzunehmen. Zum einen das MT-STM, welches in Kapitel 4.1 auf Seite 40 beschrieben wird. Hier wird auch das Vierpunktmessprinzip an einem Nanodraht exemplarisch dargestellt. Zum anderen wird die Transferlängenmessung (TLM) verwendet, deren messtechnischen Grundlagen in Kapitel 4.2 auf Seite 50 nachgelesen werden können.

Kapitel 3

Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Wachstum, der Morphologie und den besonderen Eigenschaften von Nanodrähten verglichen mit planaren Strukturen. Beim Herstellungsverfahren wird hauptsächlich das sogenannte vapor-liquid-solid (VLS) Verfahren der metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) vorgestellt. Hierbei wird auch auf das speziell entwickelte UHV-Transfersystem, welches den kontaminationsfreien Transport von Proben von der MOVPE zu verschiedenen Analysemethoden gewährleistet, eingegangen. Die in dieser Arbeit vorgefundenen Morphologie der Drähte wird ebenso beschrieben, wie auch der Prozess des Dotierstoffeinkbaus. Abschließend werden alle Besonderheiten der Nanodrähte bezüglich des in ihnen stattfindenden Ladungsträgertransports beleuchtet und die Herausforderungen dargestellt.

3.1 Nanodrahtwachstum und Morphologie

Als Nanodrähte werden Strukturen bezeichnet, welche einen sehr kleinen Durchmesser – von wenigen nm bis hin zu mehreren hundert nm – und gleichzeitig eine im Vergleich dazu große Länge besitzen. Meist wird eine Nanodrahtlänge von mehreren μm angestrebt. Diese laterale Beschränkung verleiht den Strukturen besondere elektrische sowie optische Eigenschaften. Aufgrund ihrer Vielseitigkeit und einzigartigen Geometrie gelten sie als “Halbleiter der Zukunft” und sind somit für eine Vielzahl von Anwendungen geeignet. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um die Gebiete der Photovoltaik [29, 61–67], Energiespeicherung [28, 68, 69], Leuchtdioden [17–19], Mikroelektronik [20–22] und Sensorik [23–25].

Alle Nanodrahtstrukturen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, haben einen Durchmesser zwischen 100 nm und 250 nm. Daher können die Einflüsse von Quanteneffekten größtenteils ausgeschlossen werden [70].

Für die Herstellung von Nanodrähten gibt es prinzipiell zwei Ansätze. Mit der sogenannten “top-down” Technik werden mittels Ätzprozessen aus einer planaren Schicht Nanodrähte erstellt. Im Gegensatz dazu werden beim sogenannten “bottom-up” Wachstum die Nanodrähte auf planaren Wachstumssubstraten hergestellt. Hierfür gibt es verschiedene Möglichkeiten, wobei das partikelunterstützte Nanodrahtwachstum am gängigsten ist.

Die in dieser Arbeit untersuchten Drähte basieren ausschließlich auf dem partikelunterstützten Wachstum mittels der metallorganischen Gasphasenepitaxie (engl. metal-organic chemical vapor phase epitaxy, MOVPE). Daher beschränken sich die folgenden Unterkapitel auf diese Herstellungsvariante inklusive aller anlagenspezifischen Besonderheiten sowie die Morphologie der gewachsenen Drähte.

Kristallwachstum und Epitaxie

Das epitaktische Wachstum stellt eine besondere Form des Kristallwachstums dar. Hierbei wächst der Kristall mit derselben kristallographischen Orientierung wie das kristalline Substrat auf. Dieser Wachstumsmechanismus lässt sich über verschiedene Herstellungsverfahren realisieren. Neben der in der Forschung häufig eingesetzten Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy, MBE) ist die MOVPE auf Grund ihrer sehr guten Skalierbarkeit und Reproduzierbarkeit besonders industrierelevant. Alle Nanodraht-Proben in dieser Arbeit wurden in MOVPE Reaktoren (AIX 200 der Firma Aixtron), entweder an der Technischen Universität Ilmenau (TU-I) oder an der Universität Duisburg-Essen (UDE) von Matthias Steidl und Lisa Liborius hergestellt.

Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)

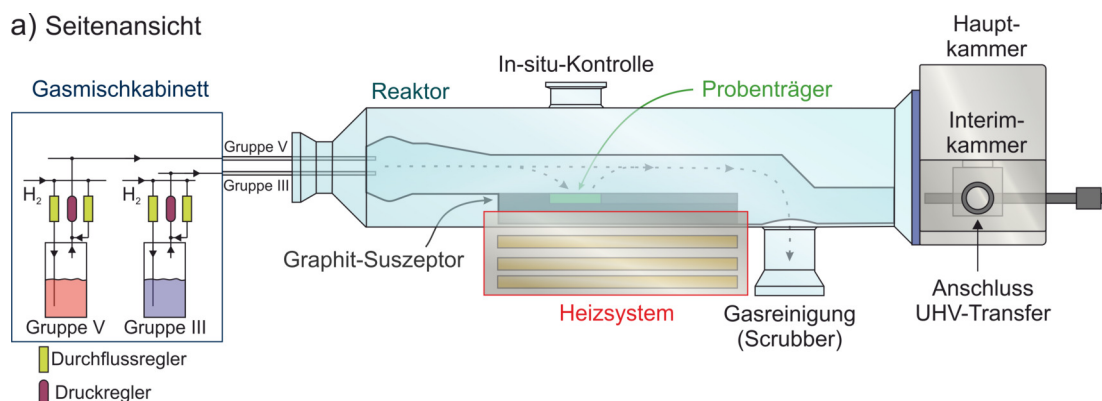
Abbildung 3.1 stellt in verschiedenen Ansichten den prinzipiellen Aufbau einer VPE-Anlage dar. Neben der nicht gezeigten Anlagensteuerung sind das Gasmischkabinett und der Reaktorraum die wichtigsten Komponenten. Alle, für das Wachstum notwendige Elemente (Kristalle) liegen in der Gasphase vor und werden mit einem Trägergas (Wasserstoff oder Stickstoff) zum Reaktor transportiert. Im Falle der MOVPE werden die wachstumsrelevanten Bausteine als metallorganische Verbindungen (Präkursoren) angeboten. Hierbei umgeben organische Gruppen das meist metallische Element, was dazu führt, dass die Verbindung schon bei Raumtemperatur zu einem gewissen Anteil (abhängig von dessen Dampfdruck) in der Gasphase vorliegt. Diese Präkursoren werden in sogenannten Bubbler gelagert, welche temperatur- und druckgeregelt sind. Mittels Steuerung des Durchflusses des Trägergases bei definiertem Druck und Temperatur kann die Menge des jeweiligen Präkursors im Reaktor eingestellt werden. Die angereicherte Menge ist direkt proportional zum Sättigungsdampfdruck des Präkursors im Bubbler.

Unter Verwendung mehrerer Massenflussregler und Ventile können verschiedene Präkursoren in den gewünschten Mengen und Verhältnissen in den Reaktor gebracht werden. Dieser besteht aus Quarzglas und schirmt die Gasatmosphäre im Inneren von der Umgebung ab. Im Reaktor befindet sich ein sogenannter Suszeptor aus Graphit, auf dem die Probe positioniert werden kann. Unter dem Quarzreaktor sorgen Infrarot-Strahler (TU-I; RF-Spulen an der MOVPE der UDE) dafür, dass der Reaktor auf bis zu 1000 °C geheizt werden kann.

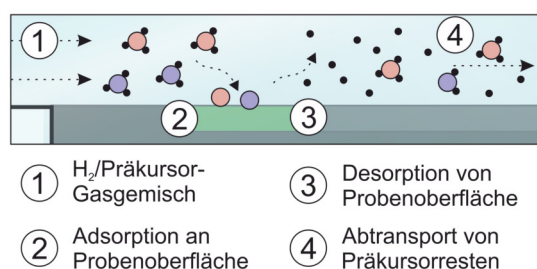
Die präzise Einstellung der Temperatur ist besonders für die Zerlegung der Präkursoren und das daraus resultierende Wachstum wichtig. Mittels des Trägergases strömen die Präkursoren im Reaktor über die erhitzte Probenoberfläche. Hierbei spalten sich die

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

a) Seitenansicht



b) Reaktor



c) Draufsicht

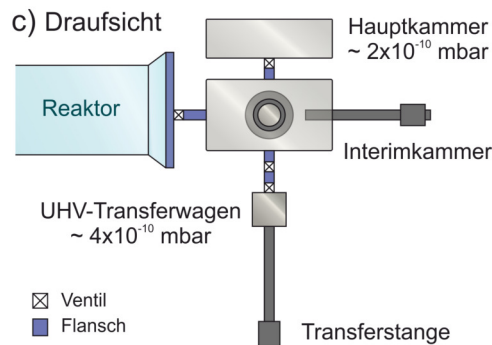


Abbildung 3.1 – Schematische Darstellung des MOVPE-Systems. a) Die Seitenansicht zeigt das Gasmischkabinett, den Reaktor und die Hauptkammer mit dem Schleusen-System. b) Exemplarische Darstellung des Zerlegungsprozesses an der beheizten Probenoberfläche mit den relevanten Prozessschritten. c) In der Draufsicht ist das Schleusen-System mit UHV-Transfermöglichkeit detailliert dargestellt.

organischen Gruppen – je nach Reaktorbedingung mehr oder weniger vollständig – von den Metallen ab. Das Metallatom des zerlegten Präkursors adsorbiert auf der Probenoberfläche und kann über Oberflächendifusionsprozesse zu energetisch günstigeren Positionen gelangen. Zeitgleich zur Adsorption können die Spezies auch von der Probenoberfläche desorbieren bevor sie einen energetisch günstigen Platz gefunden haben. Diese in ihren Grundzügen beschriebenen Vorgänge sind im Detail im Standardwerk von G. B. Stringfellow [71] nachzulesen.

Alle nicht-zerlegten Präkursormoleküle, Präkursorreste sowie das Trägergas werden abschließend im Abgassystem einer Gasreinigung („Scrubber“) unterzogen. Hierin werden alle giftigen bzw. umweltschädlichen Stoffe gefiltert bevor das Abgas wieder in die Umwelt gelangt.

Partikelunterstütztes Nanodrahtwachstum

Beim partikelunterstütztem Wachstum wird ein meist metallischer Partikel zur uniaxialen Nanodrahtherstellung benötigt [72]. Die Drähte in dieser Arbeit wurden ausschließlich mittels dem “vapor-liquid-solid” (VLS) Wachstumsmodus hergestellt, dessen Name von den drei beim Wachstum beteiligten Aggregatzuständen abgeleitet wird: Die gasförmigen Präkursoren (V), der flüssige Partikel (L) und der Nanodraht als Festkörper (S).

Für die in dieser Arbeit charakterisierten Nanodrähte wurden ausschließlich Gold (Au) -Partikel verwendet. In Abbildung 3.2 wird das Wachstum für GaAs-Nanodrähte auf einem GaAs-Substrat schematisch dargestellt.

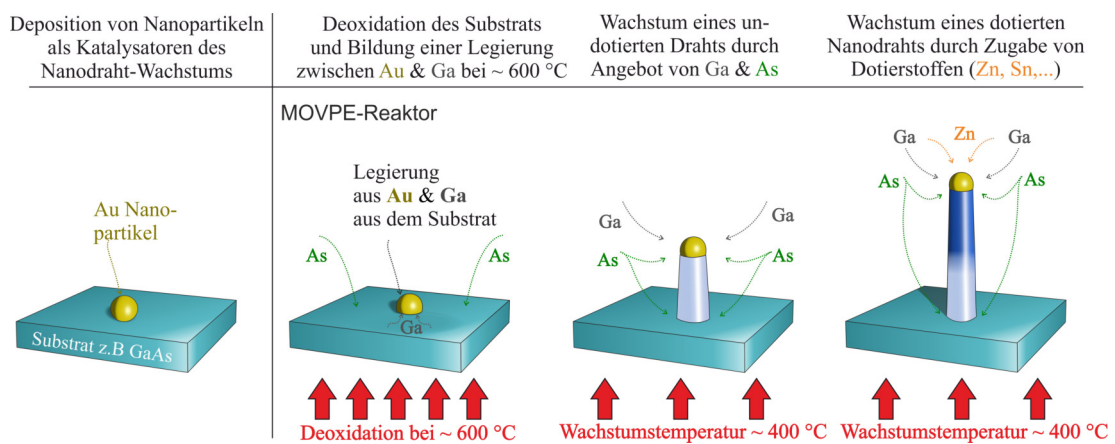


Abbildung 3.2 – Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums. Nach der Deposition von Au-Partikeln wird die Probe im MOVPE-Reaktor bei rund 600°C deoxidiert. Zeitgleich bildet sich aus dem Gruppe-III-Element des Substrats und dem Au-Partikel ein (flüssiges) Eutektikum. Durch Zugabe der Gruppe-III- und Gruppe-V-Präkursoren wird das Nanodrahtwachstum initiiert: Die Übersättigung des Au-Partikels hat die Ausscheidung von III-V-Material unterhalb des Au-Partikels zur Folge. Eine gegebenenfalls gewünschte Dotierung der Drähte erfolgt durch das Angebot eines Dotierstoff-Präkursors während des Wachstums.

Der erste Schritt ist die Aufbringung von Au-Partikeln (z. B. aus einer kolloidalen Lösung) auf das Wachstumssubstrat. Hierbei liegen die Partikel in kristalliner Form vor. Die Größe und Position des Partikels definiert beim Wachstum den Durchmesser und den Ort des Nanodrahts. Im MOVPE-Reaktor sorgt ein Ausheizschritt für die Desorption des oberflächigen Oxids sowie weiteren Kontaminationen. Bereits bei diesem Schritt wird das im Substrat enthaltene Gruppe-V-Atom in Präkursorform angeboten damit dessen Ausgasen aus dem Substrat so gering wie möglich gehalten wird. Zeitgleich diffundieren Gruppe-III-Atome aus dem Substrat in den Au-Partikel und bilden eine Legierung. Die Anreicherung von Gruppe-III-Atomen im Au-Partikel verringert dessen Schmelzpunkt drastisch, wodurch dieser verflüssigt. Das Wachstum wird mit Zugabe

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

von Gruppe-III- und Gruppe-V-Präkursoren bei einer definierten Wachstumstemperatur initiiert. Die gasförmigen Wachstumskomponenten reichern den Au-Partikel weiter an bis dieser übersättigt ist. Daraufhin wird III-V-Material unterhalb des Au-Partikels ausgeschieden – der Au-Partikel wird nach oben bewegt und der Nanodraht wächst.

Dotierstoffeinbau

Um Nanodrähte überhaupt in Anwendung nutzen zu können, müssen diese (teilweise komplexe) Dotierprofile aufweisen. Im VLS-Wachstumsmodus geschieht die Dotierung *in-situ* – also während des Wachstums – indem die Dotierstoffatome beim Nanodrahtwachstum zugeführt werden. Aufgrund der speziellen Wachstumsparameter im Vergleich zu planaren Strukturen können nicht alle bekannten Dotierstoffe auch für Nanodrähte eingesetzt werden.

Generell, und somit auch bei III-V-Nanodrähten, können die Dotierstoffe unterteilt werden: p-Dotanten, n-Dotanten und amphotere Dotanten. Als letzteres werden Dotierstoffe aus der IV-Hauptgruppe bezeichnet, welche eine p- oder n-Dotierung hervorrufen können, je nachdem welches Gitteratom (Gruppe-III oder Gruppe-V) sie ersetzen. Da dieser Einbau stark von den Wachstumsbedingungen abhängt und das Wachstumsfenster bei Nanodrähten sehr klein sein kann, haben auch amphotere Dotanten eine “Vorzugsdotierrichtung”. Beispielsweise sind Zinn (Sn; Präkursor: Tetraethyl-Zinn (TESn)) und Silizium (Si; Präkursor: Silan (SiH_4) und Disilan (Si_2H_6)) amphotere Dotieratome, welche eine n-Dotierung in GaAs-Nanodrähten hervorrufen [73–77]. Als p-Dotanten werden Zink (Zn; Präkursor: Diethyl-Zink (DEZn)) und Kohlenstoff (C; Präkursor: Tetrabrommethan (CBr_4) sowie der in Trimethyl-Gallium enthaltene Kohlenstoff) gewöhnlich genutzt [40, 76, 78, 79].

Für GaP-Nanodrähte ist beim Wachstum in MOVPE-Umgebung bislang nur DEZn als p-Dotant bekannt [80].

Der für pn-Kontakte notwendige Wechsel der Dotierrichtung kann einerseits axial – in Wachstumsrichtung – oder radial – senkrecht zur Nanodrahtlängsachse – geschehen.

Bei der Herstellung axialer pn-Übergänge in Nanodrähten muss berücksichtigt werden, dass die Dotanten meist im Au-Partikel gelöst sind und somit verschleppt werden können. Dies erschwert die Erzeugung abrupter Übergänge erheblich [81]. Die Charakterisierung von axialen pn-Übergängen in GaAs-Nanodrähten sind in Kapitel 7.1 zu finden.

Im Gegensatz dazu ist die Erzeugung abrupter Übergänge in radialer Richtung deutlich einfacher. Das Hüllenwachstum findet nicht über den Au-Partikel sondern mittels geänderten Wachstumsbedingungen, die zu koaxialem Schichtwachstum führen. Die Herausforderung hierbei liegt in der Charakterisierung, da der Kern des Drahtes nicht

zugänglich ist bzw. erst über zusätzliche Prozessierungen freigelegt werden muss. Die Untersuchungen an solchen radialen pn-Übergängen sind in Kapitel 7.2 zu finden.

UHV-Transfer

Eine technische Besonderheit an der genutzten MOPVE-Anlage (der TU-I) ist die Möglichkeit der Nutzung eines UHV-Transfersystems [82]. Wie in Abbildung 3.1(c) dargestellt, kann der Transferwagen direkt mit der Interimkammer verbunden und abgepumpt werden. Die Haupt- und Interimkammer sowie der Transferwagen werden zur Verbesserung des Vakuums über Nacht auf ca. 120 °C erhitzt. Dies resultiert gewöhnlich in einem Druck von unter $1 \cdot 10^{-9}$ mbar.

Ist das nachfolgend durchgeführte Nanodrahtwachstum beendet, kann die Probe mittels einer ausgefeilten Ventilschaltung innerhalb von wenigen Minuten ins UHV befördert werden. Dabei hat sie zu keiner Zeit Kontakt zur Umgebungsluft oder anderen Kontaminationen. Ist die Probe im Transferwagen angelangt kann sie mit diesem zu einer Vielzahl von UHV-basierten Charakterisierungsmethoden transferiert werden. Einer dieser Techniken ist das Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop, welches in Kapitel 4.1 detailliert beschrieben wird.

Gerade Nanodrähte, mit ihrem hohen Oberflächen-zu-Volumen Verhältnis, sind besonders sensitiv auf Änderungen dieser Oberfläche. Daher ist es besonders wertvoll Nanodrähte auch ohne Oxidation oder Verunreinigung der Oberfläche charakterisieren zu können. Die Einflüsse von verschiedenen terminierten GaAs-Oberflächen können in Kapitel 3.2 nachgelesen werden. Die Auswirkungen auf die elektrische Leitfähigkeit von GaAs-Nanodrähten werden in Kapitel 6.3 diskutiert.

Kristallstruktur und Morphologie

GaAs kristallisiert als Volumenmaterial gewöhnlich in der kubischen Zinkblende (ZB)-Struktur. In Nanodrähten sind jedoch auch Wurtzitphasen (WZ) möglich, wenngleich ihr Vorkommen meist nur auf Teilbereiche des Nanodrahts beschränkt ist. Nichtsdestoweniger haben ZB-WZ-Übergänge und die damit verbundenen Defekte große Auswirkungen auf die optischen sowie elektronischen Eigenschaften von III-V Nanodrähten [83–86]. Allerdings ist besonders beim Wachstum mittels VLS-Mechanismus in MOVPE-Umgebung, mit großen Wachstumsraten, hohen V/III Verhältnissen und relativ geringen Wachstumstemperaturen, eine Ausprägung von WZ-Strukturen im Nanodraht besonders gering [35, 87–89]. Daher wird angenommen, dass die in dieser Arbeit untersuchten Drähte eine ZB-Struktur aufweisen.

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

Neben der Kristallstruktur beeinflusst die Oberflächenstruktur der Drähte ebenfalls ihre Eigenschaften. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt gibt es verschiedene Möglichkeiten der Facettenbildung. Für diese Arbeit sind besonders die $\text{GaAs}\{112\}$ und $\text{GaAs}\{110\}$ Facetten relevant (Abb. 3.5(a) und (b)). Bei niedrigen Wachstumstemperaturen entstehen typischerweise $\{112\}$ Facetten. Diese können bei höheren Temperaturen in $\{110\}$ Facetten umgewandelt werden. Dies ist ein Ergebnis aus konkurrierenden kinetischen und thermodynamischen Prozessen, welche bei unterschiedlichen Temperaturen verschieden dominant sind [90–92].

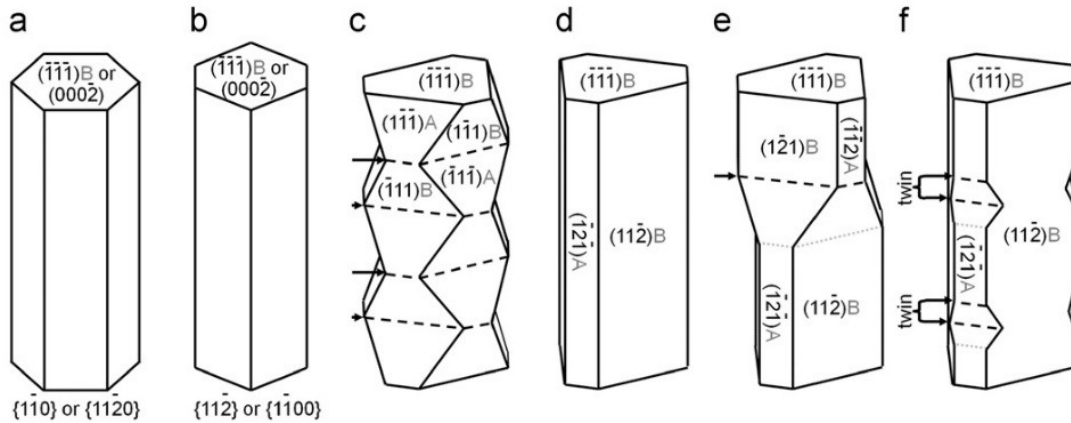


Abbildung 3.3 – Schematische Darstellung typischer Nanodraht-Oberflächen. (a) Hexagonale Ausbildung von $\{110\}$ Facetten (b) Hexagonale Ausbildung von $\{112\}$ Facetten (c-f) Komplexere Strukturen mit teilweise unterschiedlich facettierten Segmenten, welche aber in dieser Arbeit nicht entdeckt wurden. Entnommen aus [81]

Die Oberflächen von VLS-gewachsenen GaAs -Nanodrähten, welche bei Temperaturen von maximal $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ gewachsen werden, bilden $\{112\}$ Facetten aus (Abb. 3.4(a)). Diese bestehen aus drei $\{112\}$ A und drei $\{112\}$ B Facetten [90]. Die Unterscheidung zwischen A- und B-Typ Oberflächen bezieht sich auf ihre Terminierung mit entweder Ga- (A-Typ) oder As- (B-Typ) Atomen.

In der Nähe des Au-Partikels, wo das VLS-Wachstum dominant ist, sind die $\{112\}$ A Facetten stärker ausgeprägt (Abb. 3.4(b)). Am Fuße des Drahtes, wo zudem radiales Schichtwachstum (VS-Wachstum) auftritt, kommt es zu einer Minimierung der $\{112\}$ A Facetten, wodurch die $\{112\}$ B Facetten vergrößert werden (Abb. 3.4(c)) [93]. Werden die Nanodrähte nach ihrem Wachstum bei Temperaturen von mehr als $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ getempert, so formen sich die $\{112\}$ Facetten zu den stabileren $\{110\}$ Facetten um (Abb. 3.4(f) und g)). Die erhöhte Stabilität stammt von der verringerten Oberflächenenergie, welche die $\{110\}$ Facetten bieten. Aufgrund der hohen Temperatur wird genügend thermische Energie bereitgestellt, um die Diffusionsbarriere zu überwinden. Somit kann eine Umordnung der Atome in die energetisch günstigere $\{110\}$ -Konfiguration stattfinden [90].

3.1 Nanodrahtwachstum und Morphologie

Die GaAs-Drähte, welche in dieser Arbeit untersucht werden, wurden bei maximal 450 °C gewachsen. HR-SEM-Aufnahmen an diesen Drähten bestätigen, dass diese $\{112\}$ Facetten aufweisen. Aufgrund von Instabilitäten bestehen diese Oberflächen aus verschiedenen Mikrofacetten, wodurch sie Vertiefungen aufweisen und nicht atomar flach sind [94–96]. Die experimentell beobachteten und theoretisch berechneten pyramidenförmigen Strukturen sind in Abbildung 3.4(d) und (e) dargestellt. Die $\{112\}$ A Oberfläche kann in fünf Mikrofacetten unterteilt werden. Diese haben die Orientierungen $\{111\}$, $\{110\}$ und $\{124\}$. Bei der $\{112\}$ B Oberfläche treten nur vier Mikrofacetten mit der Orientierung $\{111\}$, $\{110\}$ und $\{113\}$ auf. Die Vertiefungen, welche mittels STM gefunden wurden, sind nicht geordnet und zeigen Variationen in ihrer Größe [94]. Zudem hängt es von den Wachstumsbedingungen ab, welche Orientierung der Mikrofacetten verstärkt auftritt. In As-reicher Umgebung werden $\{110\}$ Mikrofacetten bevorzugt, wohingegen Ga-reiche Umgebung eher zu $\{111\}$ und $\{113\}$ Mikrofacetten führt [94, 95].

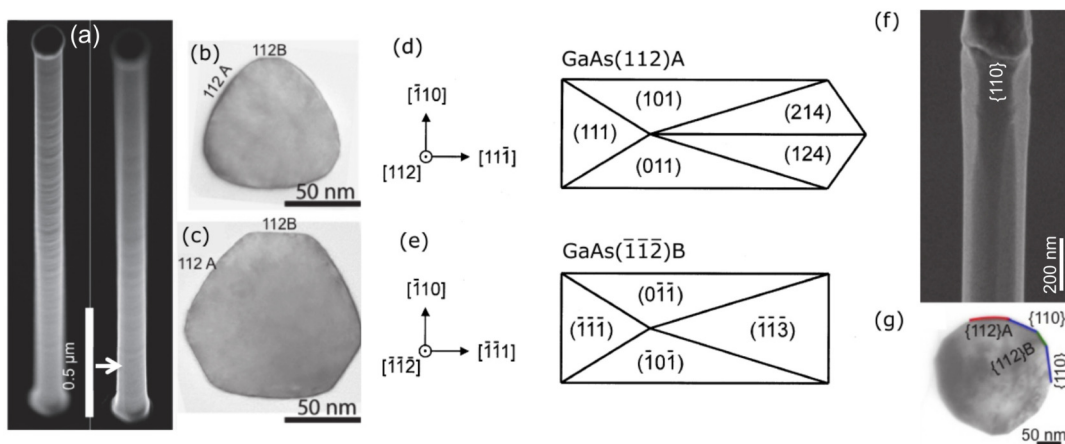


Abbildung 3.4 – Vergleich von $\{112\}$ Oberflächenstrukturen an Nanodrähten. (a) Nanodraht mit $\{112\}$ Facetten, gewachsen mit niedriger Temperatur. (b) Querschnitts-TEM-Aufnahme zeigt die Ausprägung von $\{112\}$ A Facetten an der Nanodraht-Spitze. (c) Querschnitts-TEM-Aufnahme veranschaulicht die Ausprägung von $\{112\}$ B Facetten am Nanodraht-Sockel. (d) Schematische Darstellung einer $\{112\}$ A Oberfläche. (e) Modellierter Draufsicht einer $\{112\}$ B Oberfläche. (f) Nanodraht mit ausgeprägten $\{110\}$ Facetten nach einem Temper-Schritts. (g) Dazugehörige Querschnitts-TEM-Aufnahme, welche die Ausbildung der $\{110\}$ Facetten verdeutlicht. Aufnahme (a-c) sowie (f-g) aus [90], Aufnahme (d-e) aus [94, 95] entnommen.

Abbildung 3.5 zeigt exemplarisch die Bestimmung der in SEM-Aufnahmen dargestellten Facetten am hexagonalen Nanodraht-Sockel. Die Bruchkanten des Wachstumssubstrats weisen eine $\{110\}$ Oberfläche auf (Abb. 3.5 links). Mittels Vergrößerung und ohne Rotation des SEM-Trägers kann die Richtung der Bruchkante an einen Nanodraht-

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

Sockel projiziert werden. Die Facetten am Nanodraht befinden sich im 30° Winkel zur Bruchkanten-Projektion wodurch diese eine $\{112\}$ Orientierung aufweisen müssen.

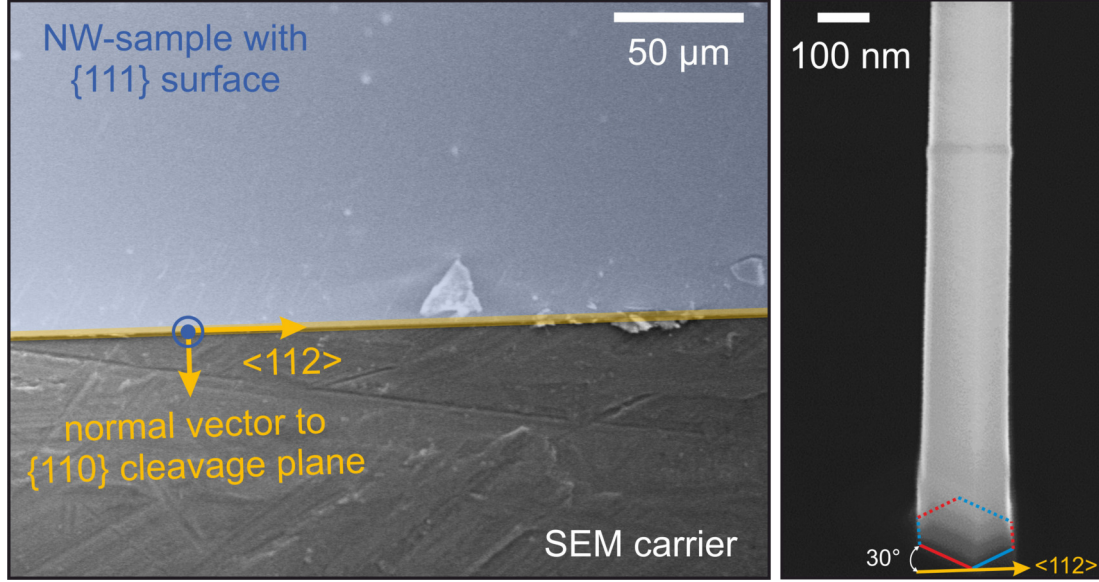


Abbildung 3.5 – Exemplarische Bestimmung der Facetten für Probe B. Links: SEM-Aufnahme der Wachstumssubstrat-Kante mit indizierten Orientierungen. Rechts: Vergrößerte SEM-Aufnahme eines hexagonalen Nanodraht-Sockels auf der Probe. Die vorher bestimmten Orientierungen zeigen, dass die Facetten eine $\{112\}$ Orientierung besitzen.

Neben der Kristallstruktur und der Oberflächen-Facettierung beeinflusst ein parasitäres Wachstum während dem VLS-Wachstum die Morphologie eines Nanodrahts. Dieser Effekt führt zu einer Verjüngung des Drahtes und wird daher Tapering genannt, was für gewöhnlich unerwünscht ist. Im Gegensatz zum VLS-Wachstum wird hierbei kein metallischer Partikel benötigt, stattdessen kristallisieren die gasförmigen Präkursoren direkt am Festkörper (VS-Wachstum). Dieses Schichtwachstum in radialer Richtung führt zu einer Vergrößerung des Durchmessers besonders am Nanodraht-Sockel. Durch eine gezielte Erhöhung der Temperatur kann dieser Effekt auch zum Wachstum radialer Hüllen um Nanodrähte verwendet werden.

An Hand von HR-SEM Aufnahmen kann ein Taperingsparameter (TP)

$$TP = \left(\frac{d_{\text{Sockel}} - d_{\text{Spitze}}}{2} \right) \frac{1}{l_{NW}} \quad (3.1)$$

mit dem Sockeldurchmesser d_{Sockel} , dem Spitzendurchmesser d_{Spitze} und der Nanodraht-Länge l_{NW} bestimmt werden. Dieser Wert gibt Auskunft, um wie viel nm (radial) pro nm (axial) der Radius, beginnend an der Nanodraht-Spitze, durchschnittlich ansteigt.

3.1 Nanodrahtwachstum und Morphologie

Besonders bei der Bestimmung des Ladungsträgertransports in Nanodrähten ist die Kenntnis der exakten Geometrie wichtig. Dies und weitere Einflüsse werden im nächsten Unterkapitel diskutiert.

3.2 Ladungsträgertransport in Nanodrähten

Die bisher beschriebenen Grundlagen zum Ladungsträgertransport im Volumenmaterial aus Kapitel 2.2 sind zwar allgemeingültig, allerdings existieren neben der Volumenleitung weitere Ladungsträgertransportwege auf der Oberfläche. Diese spielen gerade dann eine große Rolle, wenn aufgrund z. B. niedriger Dotierung die Volumenleitung im Halbleitermaterial sehr gering ist.

Zudem weisen III-V-Nanodrahtstrukturen noch einige Besonderheiten auf, welche ebenfalls in diesem Unterkapitel dargestellt werden.

Leitungskanäle in Nanodrähten

Aufgrund des hohen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses besitzt die Oberfläche bei Nanodrähten eine besondere Rolle, welche auch den Ladungsträgertransport beeinflusst. Um die verschiedenen Kanäle beschreiben zu können, ist es essentiell, an Hand eines Querschnitts die Einflüsse der Oberfläche auf den Nanodraht zu verstehen. In Abbildung 3.6 ist der Querschnitt eines p-dotierten Nanodrahts mit dessen verschiedenen Regionen dargestellt. Der leitfähige Kern (grau) wird durch die Verarmungszone (orange) eingeschränkt. Letztere bildet sich aufgrund von negativ geladenen Oberflächenzuständen, welche von den Ladungsträgern der Akzeptoren besetzt werden. Die an die Oberfläche gewanderten Löcher hinterlassen negative Ladungen. Die Ausbildung von Verarmungszonen aufgrund von Oberflächenzuständen wurde bereits für verschiedene Materialien beobachtet [97, 98].

Im Energiediagramm (Abb. 3.6(c)) entsteht wegen der verarmten Akzeptoren eine Bandverbiegung. Die Höhe und Richtung der Bandverbiegung ist abhängig vom Nanodraht-Material, der Dotierungsrichtung und der energetischen Position sowie der Dichte der Oberflächenzustände. Die Breite der Verarmungszone hängt neben materialspezifischen Parametern hauptsächlich von der Stärke der Dotierung ab. Im Abschnitt “Oberflächenzustände und Verarmungszone” auf Seite 31 werden die genannten Aspekte detailliert diskutiert.

Aufgrund der dargestellten Nanodraht-Regionen kann der elektrische Transport in Nanodrähten über drei verschiedene Kanäle stattfinden:

- Im **Nanodraht-Kern** findet bei dotierten Nanodrähten hauptsächlich der Ladungsträgertransport statt. Dort können die Transportprozesse als identisch zu dem in einem Volumenmaterial angesehen werden. Dieser Kanal erlaubt, im Vergleich zu den anderen, den höchsten Stromfluss.

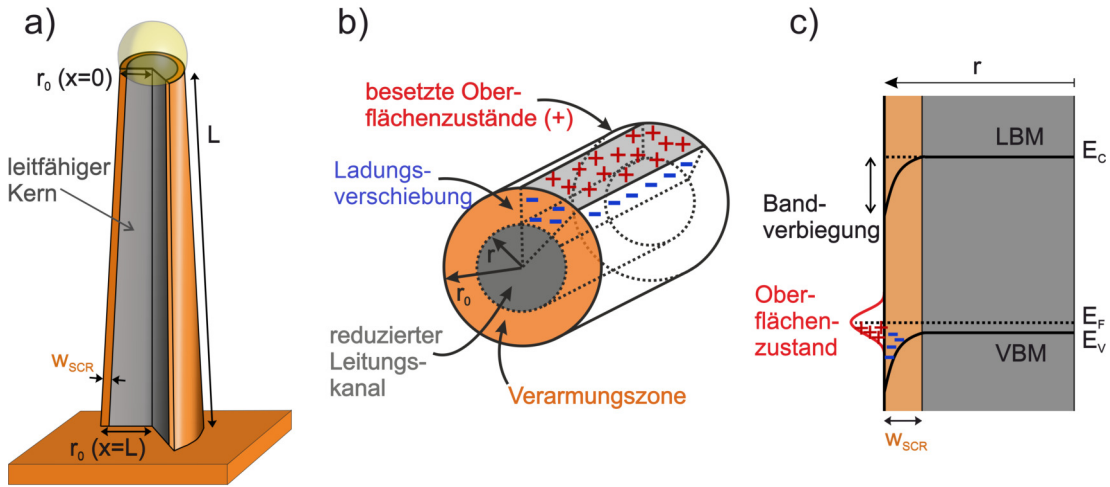


Abbildung 3.6 – Schematische Darstellung der Auswirkung einer Verarmungszone auf den leitfähigen Kanal in einem Nanodraht. (a) Schematische Darstellung eines p-dotierten Nanodrahts. Der leitfähige Kanal wird zum Sockel hin größer, da der Durchmesser des Drahtes steigt jedoch die Verarmungszone konstant bleibt. (b) Die Oberflächenzustände werden von den freien Ladungsträgern aus dem Nanodraht besetzt. Sie lassen nahe der Oberfläche negative Ladungen zurück, welche die Ursache der Verarmungszone sind. Je größer die Verarmungszone, desto geringer der leitfähige Kanal im Inneren eines Nanodrahts. (c) Das schematische Energiebanddiagramm zeigt die oberflächennahe Bandverbiegung aufgrund der besetzten Oberflächenzustände.

- Die **Oberflächenraumladungsschicht** bildet sich aus, sobald adsorbierte Atome auf der Oberfläche sich periodisch anordnen. In den, aus dieser Oberflächen-Überstruktur entstehenden, energetischen Bändern finden ebenfalls Transportprozesse statt [99].
- Sind **Oberflächenzustände** selbst periodisch angeordnet, bildet sich auch hier eine Oberflächen-Überstruktur, in welcher der Ladungsträgertransport stattfinden kann [100]. Die Oberflächenleitung kann zudem noch in drei unterschiedliche Komponenten unterteilt werden. Sie werden, aufgrund ihrer Komplexität, im Folgenden nur kurz andiskutiert:
 - Für die *aktivierte Komponente* werden Temperaturen von über 250 K benötigt. Bei einer hohen Oberflächenzustandsdichte wird das Fermi-Level nahe der Bandlückenmitte “gepinnt”. Die daraus resultierende oberflächennahe Bandverbiegung führt dort zu einer erhöhten Konzentration an freien Ladungsträgern, welche (im Vergleich zu intrinsischen Regionen) die Leitfähigkeit erhöhen.

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

- Die “*hopping-like*” Komponente überwiegt bei Temperaturen von unter 250 K. Der Transport spielt sich dabei an ungeordneten oder amorphen Schichten direkt unterhalb der Oberfläche, z. B. kriept durch leichte Ätzprozesse, ab. Die Leitung an diesen lokalisierten Zuständen wird mittels Mott’s Gesetz für “variable-range hopping” beschrieben [101].
- Der *Berthelot-Mechanismus* beschreibt ein Quanten-Tunneln zwischen lokalisierter Zustände innerhalb der Bandlücke. Die Zustände sind von einer Potential-Barriere separiert, dessen Höhe von den thermischen Vibrationen abhängt. Eine Leitung kann dann stattfinden, wenn die Distanz zwischen den lokalisierten Zuständen klein genug wird. Bei einer Oberflächenzustandsdichte von 10^{18} m^{-2} beträgt die durchschnittliche Distanz nur rund 1 nm, was für Tunnelprozesse ausreichend ist [102]. Für diese Art der Oberflächenleitung werden geordnete lokalisierte Zentren benötigt, um eine gleiche Tunnelwahrscheinlichkeit zu erreichen.

Wie bereits beschrieben spielt die Temperatur bei der Oberflächenleitung eine große Rolle. Zudem hat jeder Mechanismus eine eigene Art der Temperaturabhängigkeit [103]. Im Gegensatz dazu besitzt die Volumenleitung (im leitfähigen Kern) eine Arrhenius-Abhängigkeit $\sigma \propto \exp(-E_a/kT)$ mit einer Aktivierungsenergie E_a bei GaAs von rund 0,5 eV [102].

Nachfolgend werden nun alle Parameter diskutiert, welche den Ladungsträgertransport im leitfähigen Kern beeinflussen.

Mobilität

Die Leitfähigkeit von Ladungsträgern ist stark von ihrer Mobilität abhängig. Hierbei ist die Mobilität der Minoritätsladungsträger ausschlaggebend. Löcher- und Elektronenmobilität sind materialspezifische Parameter, welche zudem von der Dotierstoffkonzentration beeinflusst werden. Mit der Formel

$$\mu(N_A(x)) = \mu_0 \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{N_A}{10^{18} \text{ cm}^{-3}}}} \quad (3.2)$$

kann die Mobilität in Abhängigkeit der Dotierung bestimmt werden [104]. Hierzu ist es jedoch notwendig, die Löcher- bzw. Elektronenmobilität der undotierten Halbleiter μ_0 zu kennen. Gerade bei ternären III-V Halbleitern (wie z. B. InGaP) ist dies jedoch nicht trivial, da die genaue Zusammensetzung oftmals nicht bekannt ist. Für GaAs als Halbleitermaterial, was in dieser Arbeit hauptsächlich genutzt wurde, sind diese

Mobilitäten bekannt. Die Elektronenmobilität im p-dotierten Halbleiter ist $450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, die Löchermobilität entspricht rund $8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Geometrie

Den größten Einfluss auf den Nanodraht-Widerstand hat, neben der Dotierstoffkonzentration, die Geometrie des Drahtes. Je größer der Durchmesser, desto leitfähiger der Draht. Wie in Abbildung 3.6(a) schematisch dargestellt, können Durchmesservariationen auch innerhalb des Drahtes auftreten. Daher ist es nötig, mittels SEM-Aufnahmen die exakten Längen und Durchmesser der vermessenen Nanodrähte zu ermitteln.

Oberflächenzustände und Verarmungszone

Da die Oberfläche der Abschluss eines Volumenkristalls ist, haben Oberflächenatome weniger benachbarte Atome im Vergleich zum Volumen. Ein Teil der chemischen Bindungen, die die Volumenkristallstruktur bilden, ist an der Oberfläche gebrochen. Diese Bindungen müssen aufgebrochen werden, um die Oberfläche zu erzeugen und somit kostet die Bildung einer Oberfläche Energie (Oberflächenenergie). Im Vergleich zu den Eigenschaften im Volumen unterscheidet sich daher die elektronische Struktur nahe der Oberfläche deutlich [105]. Um die freie Energie der Oberfläche zu reduzieren, relaxieren (Verzerrung des Gitters) oder rekonstruieren (Veränderte Gitterstruktur durch Umlagerung von Atomen) die Oberflächenatome. Diese Veränderungen führen zu Zuständen an der Oberfläche, welche sich von denen im Volumenmaterial unterscheiden.

Oberflächenzustände können je nach Material, Dichte und ihrer energetischen Position verschiedenste Auswirkungen haben. An Hand der gut untersuchten GaAs{110} Oberfläche, welche der Nanodraht-Oberfläche am Ähnlichsten ist, werden nachfolgend die komplexen Eigenschaften der Oberflächenzustände und deren Effekte auf den Ladungsträgertransport dargestellt.

Einer der Besonderheiten der GaAs{110} Oberfläche ist, dass sie im reinen Zustand, ohne Defekte oder Adsorption von Fremdatomen, keine Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke besitzt. Sobald jedoch die Oberfläche oxidiert oder anderweitig bearbeitet wird sind Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke präsent[105]. In Zahlen ausgedrückt bedeutet das für oxidiertes p-GaAs, dass der Oberflächenzustand $\Phi_{SS} \approx 0,5 \text{ eV}$ oberhalb des Valenzbandes sitzt [106, 107]; für oxidiertes n-GaAs liegt der Oberflächenzustand $\Phi_{SS} \approx 0,6 \text{ eV}$ unterhalb des Leitungsbandes [106, 108].

Daraus resultieren Bandverbiegungen, die von der Belegungsdichte (z. B. mit Sauerstoff) der Oberflächenzustände abhängen. In Abbildung 3.7 (entnommen von Lüth et al.

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

[109]) ist die Stärke der Bandverbiegung in Abhängigkeit der Oberflächenzustandsdichte berechnet worden.

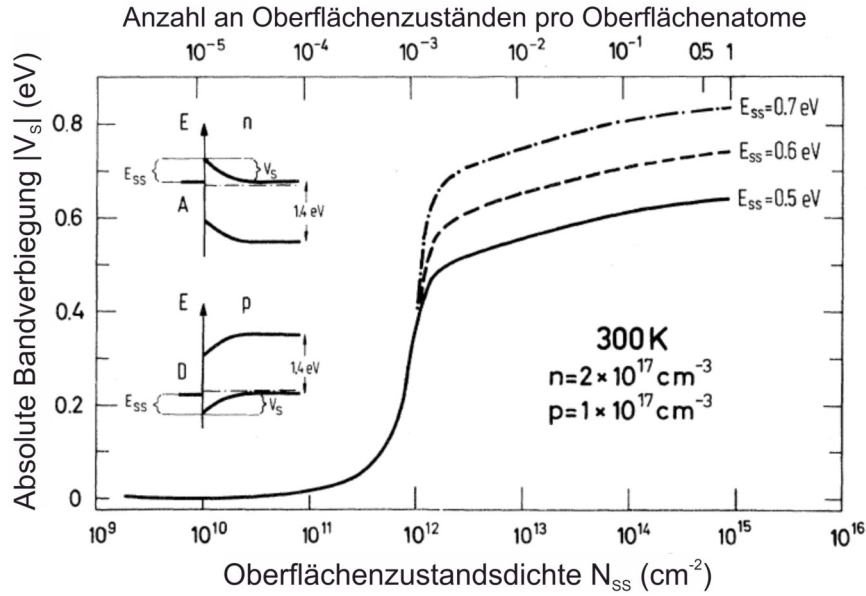


Abbildung 3.7 – Graphische Darstellung der Abhängigkeit zwischen Bandverbiegung und Oberflächenzustandsdichte einer GaAs(100)-Oberfläche. Bis 10^{10} cm^{-2} ist die Bandverbiegung vernachlässigbar. Ab 10^{11} cm^{-2} steigt sie stark an und sättigt bei $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ im Fermi-Level-Pinning. Entnommen aus [109].

Bis zu einer Zustandsdichte von rund 10^{10} cm^{-2} tritt keine Verbiegung der Bänder auf. Zwar werden diese Zustände trotzdem von den Akzeptoren bzw. Donatoren besetzt, jedoch ist ihre Anzahl so gering, dass keine Auswirkungen feststellbar sind. Dies ändert sich ab einer Dichte $> 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und die Bandverbiegung steigt stark an. Bei einer Oberflächenzustandsdichte von $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sättigt die Bandverbiegung an der energetischen Position des Oberflächenzustands Φ_{ss} . Oberhalb von $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ steigt die Bandverbiegung nur noch sehr schwach an. Jeder Zuwachs der Oberflächenzustandsdichte bewirkt einen infinitesimalen Anstieg der Bandverbiegung, jedoch gleichzeitig eine Entladung des Zustands. Dies hat zur Folge, dass das Fermi-Level stabilisiert wird. Dieser Zustand wird oftmals auch Fermi-Level-Pinning genannt.

Das Fermi-Level-Pinning kann jedoch nicht nur von einem scharfen Oberflächenzustandsband mit hoher Dichte erzeugt werden. Wie in Abbildung 3.8 von Lüth et al. [105] dargestellt, bilden Oberflächenzustände oftmals (energetisch gesehen) breite Bänder innerhalb der Bandlücke aus. Das Ladungsträger-Neutralitäts-Level E_{CNL} unterteilt dabei “Akzeptor-artige” und “Donator-artige” Oberflächenzustände. Sobald die Zustandsdichte um E_{CNL} hoch genug ist ($> 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), wird das Fermi-Level nahe E_{CNL} gepinnt.

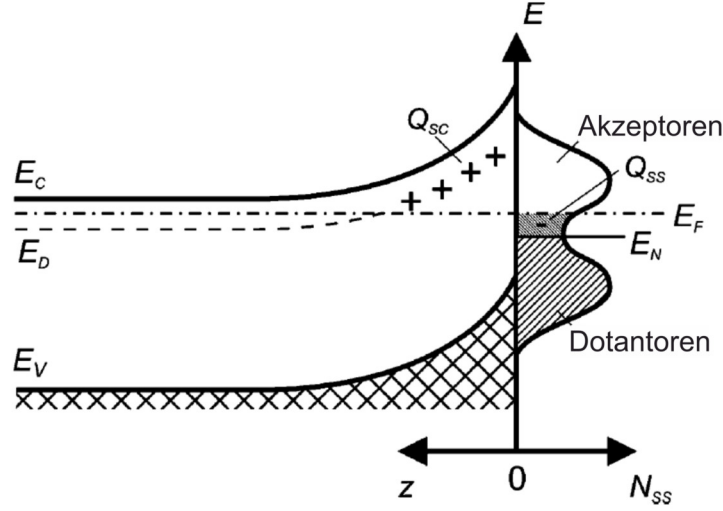


Abbildung 3.8 – Schematische Darstellung der Auswirkung einer energetisch breit verteilten Oberflächenzustandsdichte innerhalb der Bandlücke. Das Ladungsträger-Neutralitäts-Level E_{CNL} teilt Akzeptor- von Donator-artigen Zuständen. Entnommen aus [105]

Zur Bestimmung der Leitfähigkeit eines Nanodrahts ist die Breite der Verarmungszone w_{SCR} essentiell, da sie schließlich den leitfähigen Kanal einschränkt. Sie kann für planare Schichten oder Nanodrähten mit ausreichend hoher Dotierstoffkonzentrationen $N_{A/D}$ mit

$$w_{SCR} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \phi_{SS}}{q \cdot N_{A/D}}} \quad (3.3)$$

abgeschätzt werden. Hierfür werden weitere materialspezifische Parameter, wie die relative Permittivität ϵ_r (bei GaAs: 13) oder das jeweilige Oberflächenpotential ϕ_{SS} benötigt.

Für genauere Berechnungen der Breite der Verarmungszone w_{SCR} – gerade für niedrig dotierte Nanodrähte – muss die Poisson-Gleichung im zylindrischen Koordinatensystem gelöst werden [110]. Dies ist eine transzendente Gleichung und kann ausschließlich numerisch gelöst werden.

$$\frac{w_{SCR}^2 \cdot \rho_g}{2r_0 \cdot q^2 \cdot D_{it}} - \Delta = \frac{\rho_g(r_0^2 - w_{SCR}^2)}{2\epsilon} \cdot \left(-\frac{r_0^2}{2(r_0^2 - w_{SCR}^2)} + \ln\left(\frac{r}{(r_0 - w_{SCR})}\right) + \frac{1}{2} \right) + \Psi_0 \quad (3.4)$$

Hierbei ist ρ_g die Ladungsträgerdichte ($\rho_g = q \cdot N_{A/D}$), D_{it} die Oberflächenzustandsdichte, r_0 der Nanodrahtradius, Δ die Potentialdifferenz zwischen E_{CNL} und dem intrinsischen

Level ($\Delta = \frac{E_g}{2q} - \Psi_{CNL}$) und Ψ_0 das Potential im Nanodraht-Kern ($\Psi_0 = \frac{r_0 \cdot \rho_g}{2q^2 \cdot D_{it}} - \Delta + \frac{\rho_g}{4\epsilon} \cdot r_0^2$).

Transportmodell zur Bestimmung der Dotierung

Das eigentliche Ziel der Widerstandsmessung ist die Ermittlung von Dotierlevel bzw. Dotierprofilen entlang der Nanodrähte. Hierzu ist ein Modell notwendig, mit welchem der ermittelte Widerstand nachgebildet werden kann. Neben der Dotierstärke sind auch das Material, die Geometrie und die Oberflächenzustände des Nanodrahts entscheidende Faktoren beim Ladungsträgertransport, welcher den Widerstand bestimmt.

Mit Hilfe der Transportgleichung, welche von Gutsche et al. [40] übernommen wurde,

$$R_{1,2} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{q \cdot N_A(x) \cdot \mu(N_A(x))} \cdot \frac{1}{\pi \cdot (r(x) - w_{SCR})^2} \cdot dx \quad (3.5)$$

ist es möglich Widerstandsprofile nachzubilden und die Dotierung zu extrahieren. Dabei ist $R_{1,2}$ der Widerstand zwischen den Positionen x_1 und x_2 , was beispielsweise den Ort der jeweiligen Spitzen am Nanodraht bedeutet. Somit lässt sich durch eine Variation der Dotierstoffkonzentration N_A Widerstandsprofile generieren, welche nur noch mit den gemessenen Daten abgeglichen werden müssen.

Der Ausdruck " $r(x) - w_{SCR}$ " in Gleichung (3.5) zeigt, dass es kritische Breiten der Verarmungszone geben muss. Wird $w_{SCR} \geq r(x)$, trifft die Transportgleichung an ihre Grenzen. Chia et al. berechnete, es je nach Dotierstoffkonzentration und Nanodraht-Radius kritische w_{SCR} gibt. So müssen oxidierte GaAs-Nanodrähte mit einem Durchmesser von 100 nm eine Dotierungskonzentration von mehr als $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ aufweisen [110]. Bei kleineren Durchmessern und/oder niedrigeren Dotierungskonzentrationen nimmt die Leitfähigkeit des Nanodrahts drastisch ab.

3.3 Optische Eigenschaften von Nanodrähten

Die optischen Eigenschaften von Nanodrähten können sich durchaus von denen im Volumenmaterial unterscheiden. In sehr dünnen Drähten in der Größenordnung des Bohr-Radius (12 nm bei GaAs [111]) führen laterale Einschränkungen der Ladungsträger zu einer Erhöhung der optischen Bandlücke [112], wodurch eine blau-Verschiebung der Absorption sowie Emission auftritt [85, 113, 114]. Bei Nanodrähten mit einem Durchmesser von 80 nm beträgt die Verschiebung jedoch nur noch 2,5 meV [115]. Da die Drähte in dieser Arbeit jeweils > 100 nm im Durchmesser sind, werden quantisierende Effekte vernachlässigt [70, 116, 117].

Photolumineszenz

Photolumineszenz (PL) ist die Lichtemission, welcher einer photogenerierten Elektron-Loch-Anregung folgt. Das dabei abgestrahlte Emissionsspektrum beinhaltet viele wichtige Halbleitereigenschaften, wodurch die Photolumineszenzspektroskopie zu einem wertvollen Bestandteil der Charakterisierung von Halbleitern wurde. Die messtechnischen Hintergründe zu dem in dieser Arbeit verwendeten Setup ist in Kapitel 4.3 zu finden.

Das Funktionsprinzip basiert auf der Bestrahlung eines Halbleiters mit Photonen, deren Energie größer ist als die Bandlückenenergie des zu untersuchenden Materials. Nach Absorption der Photonen werden im Halbleiter Elektron-Loch-Paare gebildet, welche innerhalb kürzester Zeit ihre überschüssige Energie ($> E_g$) als Phononen (Gitterschwingungen) abgeben. Dieser Prozess wird Thermalisierung genannt, da eine Erhöhung der Gitterschwingungen eine Erwärmung des Halbleiters mit sich führt. Die Elektronen am Leitungsbandminimum und die Löcher am Valenzbandmaximum können auf zwei Arten rekombinieren: nicht-strahlend, z. B. über Störstellen (Sockley-Read-Hall Prozess) oder strahlend, in Form der Photolumineszenz. Findet eine strahlende Band-Band-Rekombination statt, so hat das emittierte Photon die Energie der Bandlücke. Befindet sich einer der Ladungsträger in einem Zustand innerhalb der Bandlücke, so reduziert sich die Photonenenergie. Zustände innerhalb der Bandlücke werden von Fremdatomen, wie z.B. Dotierstoffatome, verursacht, wodurch die PL-Spektroskopie neben der elektrischen Struktur des Halbleiters auch unter anderem Aussagen über die Konzentration der Dotierung eines Halbleiters gibt.

Auch bei der PL sind die Oberflächeneffekte der Nanodrähte viel stärker ausgeprägt als im Volumenmaterial. Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke können Rekombinationszentren [118, 119] oder Fallenzustände [120] für freie Ladungsträger darstellen. Dies führt zu einer signifikanten Verringerung der PL-Intensität. Gerade bei Raum-

3 Nanodrähte: Herstellung und Eigenschaften

temperatur bewirkt dieser Effekt eine fast vollständige Auslöschung des PL-Signals bei reinen (nicht passivierten) GaAs-Nanodrähten [111, 115, 121, 122]. Gleichzeitig wird eine stark erniedrigte Lebensdauer der Ladungsträger erwartet, aufgrund der angesprochenen nicht-strahlenden Rekombination an den Oberflächenzuständen [123]. Die Verringerung der PL-Intensität sowie Ladungsträgerlebensdauer fällt für p-dotierte Nanodrähte jedoch größer aus, verglichen mit n-dotierten. Dies kann mit der Richtung der Bandverbiegung zur Oberfläche hin erklärt werden. Die mobileren Elektronen werden von den nach oben gebogenen Bändern in n-GaAs von der Oberfläche fern gehalten [33, 124].

Kompressive Verspannungen des Gitters führen zu einer blau-verschobenen PL-Emission [125–127]. Im Gegensatz dazu kann eine rot-Verschiebung auftreten, wenn die Rekombination der Ladungsträgern an Fremdatomen oder verzwilligte ZB-WZ-Strukturen stattfindet [117, 128]. Jedoch sind letztere Effekte nur bei tiefen Temperaturen $T < \Delta E_{A/D}/k_B$ messbar, da ansonsten die flachen Störstellen ionisiert sind [128]. In dieser Arbeit wurden die PL-Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt, wodurch diese Effekte vernachlässigbar sind.

Nichtsdestotrotz existieren zwei Phänomene, die die optische Bandlücke in hoch dotierten Halbleitern beeinflussen (siehe Abbildung 3.9). Der Burstein-Moss (BM) Effekt führt zu einer Vergrößerung der Bandlücke, aufgrund der Befüllung des Leitungsbands mit Ladungsträgern [129, 130]. Dieser Effekt fällt umso stärker aus, je höher die Dotierstoffkonzentration und/oder je kleiner die Zustandsdichte im Leitungsband ist.

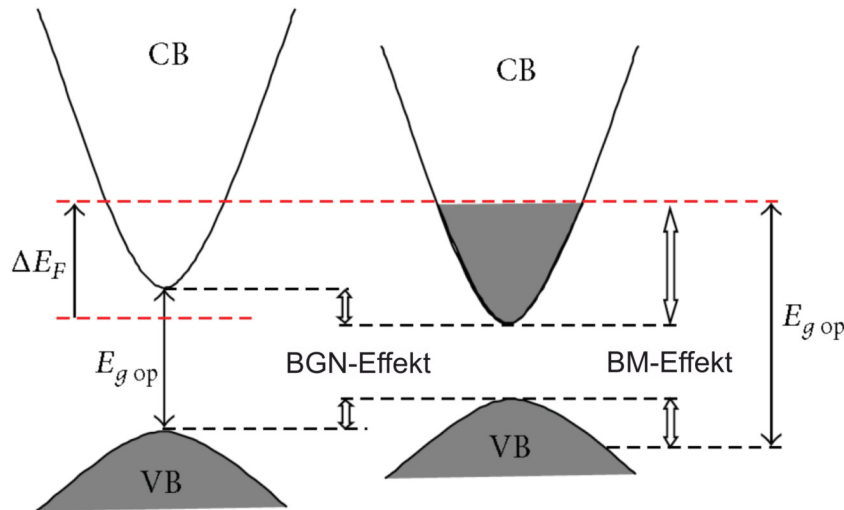


Abbildung 3.9 – Auswirkungen des Burstein-Moss (BM) und Bandgap Narrowing Effekts (BGN) auf die optische Bandlücke $E_{g,op}$ eines Halbleiters. BM und BGN sind konkurrierende Effekte und treten bei hoher Dotierung immer parallel auf. Der BM-Effekt vergrößert $E_{g,op}$; BGN verringert sie. Entnommen aus [131]

Im Gegensatz dazu verringert das “Bandgap narrowing” (BGN) die optische Bandlücke [132–136]. Im Falle einer hohen Dotierung führen einerseits flache Akzeptor-Störstellen zu einer Entstehung von Energiebändern in der Nähe des Valenzbands. Andererseits müssen Interaktionen zwischen freien Ladungsträgern (z. B. Elektronen/Löcher und/oder ionisierten Fremdatomen) berücksichtigt werden. Diese Mehrkörper-Interaktionen, deren mathematische Behandlung nicht trivial ist, verringern die optische Absorptionskante [137].

Beide Effekte, BM sowie BGN, sind bei hohen Dotierungen immer parallel vorhanden. Allerdings ist die Zustandsdichte im Leitungsband signifikant niedriger im Vergleich zum Valenzband. Daher ist der BM-Effekt bei einer n-Dotierung deutlich stärker ausgeprägt als das BGN, wodurch die optische Bandlücke steigt. Umgekehrt verhält es sich im Falle einer p-Dotierung. Hier führt die hohe Zustandsdichte im Valenzband zu einer verringerten optischen Bandlücke, da der BM-Effekt deutlich schwächer ausgeprägt ist und gleichzeitig die Mehrkörper-Interaktionen ansteigen.

Kathodolumineszenz

Der Unterschied zwischen der Kathodolumineszenz (CL) und PL liegt in der Anregung der Elektron-Loch-Paare. Anstatt Photonen wird bei der CL ein hoch-energetischer Elektronenstrahl benutzt. Die primären Elektronen verursachen eine Kaskade an Streuprozessen. Die dabei erzeugten Sekundärelektronen können ebenfalls Elektron-Loch-Paare anregen, da ihre Energie rund $3E_g$ beträgt. Diese vergleichsweise hohe Energie stammt von der verbleibenden kinetischen Energie ($\frac{9}{5}E_g$), welche eine Limitierung der Stoßionisation darstellt [138]. Somit wird eine hohe Dichte an angeregten Elektron-Loch-Paaren erzeugt, welche durchaus die Rekombinationsdynamiken beeinflussen können.

Sobald die Elektronen und Löcher zu ihren jeweiligen Bandkanten thermalisiert sind, finden dieselben Rekombinationsprozesse wie bei PL statt. Die bei der PL diskutierten Änderungen der optischen Eigenschaften, aufgrund der Nanodrahtstruktur, gelten für die CL ebenso.

Kapitel 4

Charakterisierungsmethoden

Im folgenden Kapitel werden alle Methoden vorgestellt, welche zur Nanodrahtcharakterisierung dienen. Vor allem der Aufbau und die Funktionsweise des Multi-Spitzen STM (MT-STM) wird ausführlich beschrieben, da der Hauptteil dieser Arbeit auf diesem Instrument basiert. Abschließend werden noch weitere Analysemethoden dargestellt, mit deren Hilfe Nanodrähte noch umfangreicher charakterisiert werden können. Die Transferlängenmessung (TLM) ermöglicht auch ohne komplexe Apparaturen die elektrische Untersuchung von Nanodrähten. Als komplementäre Messmethoden können die optischen Messmethoden der Photolumineszenz- (PL) sowie Kathodolumineszenz- (CL) Spektroskopie angesehen werden.

4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)

Der Aufbau des Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskops (MT-STM) wird in der Dissertation von Weihong Zhao [2] detailliert beschrieben. Daher wird im folgenden Unterkapitel nur auf den Aufbau und die Funktionsweise der wichtigsten Bestandteile des MT-STMs genauer eingegangen. Weltweit gibt es nur sehr wenige solcher Instrumente, die mit Hilfe ihrer Anordnung von mehreren Spitzen (in dieser Arbeit hat das Instrument vier Spitzen) und deren äußerst präzisen Steuerung viele Vorteile gegenüber konventionellen Techniken haben.

4.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Aufbau

Die fünf wichtigsten Bestandteile des MT-STMs sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Das gesamte Instrument steht auf pneumatischen **Dämpfungsfüßen**, welche Gebäudeschwingungen abfedern, wodurch die präzise Messung überhaupt erst gewährleistet werden kann. Die **Ionengerterpumpe** sorgt dafür, dass in der **Analysekammer** das Vakuum aufrecht gehalten wird. Es kann ein minimaler Druck von rund $5 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht werden, wodurch ein reibungsloser Betrieb des **Rastertunnelmikroskops** sichergestellt wird. Über die beiden **Schleusekammern** können neue Proben und Spitzen entweder von außen oder mittels UHV-Transferwagen eingeschleust werden. Beide Kammern können zum Ein- und Ausschleusen von separaten und in Reihe geschalteten Vorpumpen und Turbomolekularpumpen evakuiert werden und haben jeweils eine eigene Druckmessröhre. Der Aufbau der Messeinheit innerhalb der Analysekammer wird nachfolgend beschrieben.

4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)

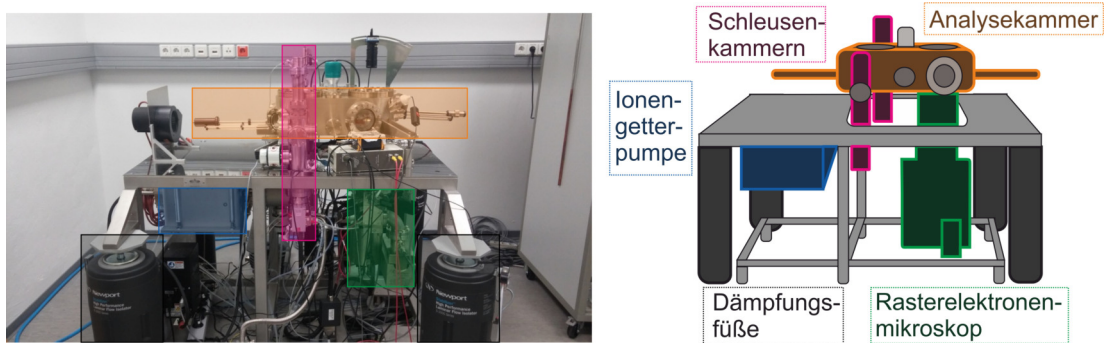


Abbildung 4.1 – (links) Seitenansicht des Multi-Spitzen STMs mit Hervorhebung der wichtigsten Bauteile. (rechts) Schematische Darstellung mit beschrifteten Bauteilen.

Positionierung der Probe und Spitzen

In Abbildung 4.2 ist eine Seitenansicht der Messeinheit dargestellt. Zusätzliche Informationen bezüglich der Herstellung der Messspitzen sind im Anhang A3 auf Seite 129 zu finden. Die kopfüber eingebaute Probe bildet das obere Ende. Darunterliegend befinden sich die vier modularen Einheiten, welche die Spitzenbewegung in x-, y- und z-Richtung gewährleisten. Jede Einheit besteht aus einem sogenannten “KoalaDrive”, einer von mProbes [139] eigens entwickelten, äußerst platzsparenden (ca. 5 mm im Durchmesser) Piezoeinheit. Das KoalaDrive wird für die Grobpositionierung einer Spitze in z-Richtung genutzt und ermöglicht eine schnelle Bewegung (bis zu 1 mm/s) über eine große Distanz hinweg [140]. Jede KoalaDrive-Einheit ist auf einer Scanner-Platte befestigt, welche selbst auf drei “Kugeln” platziert ist, die an drei Piezoelementen befestigt sind. Dieses Design ist dem eines Beetle-STMs [141] nachempfunden und ermöglicht die laterale Bewegung der Spitzen.

Für die Bildgebung ist ein Rasterelektronenmikroskop (engl. scanning electron microscopy, SEM) montiert, wodurch die Probe sowie die Spitzen mit bis zu 150.000-facher Vergrößerung dargestellt werden können.

Rasterelektronenmikroskop (SEM)

Das Rasterelektronenmikroskop (SEM) im MT-STM besteht aus einer Kombination aus der Elektronenkanone “ECLIPSE e-COLUMN” der Firma ORSAYPHYSICS [142] und einer Sekundärelektronendetektion (engl. secondary electron detection, SED) mittels einem Kanalelektronenvervielfacher (engl. channeltron) und einem Vorverstärker “Model 97” der Firma PHYSICAL ELECTRONICS. Anstatt des SED-Detektors kann auch der Probenstrom (engl. sample current) zur Bildgebung verwendet werden. Die beiden Detektionsarten werden im nachfolgenden Unterkapitel detaillierter vorgestellt.

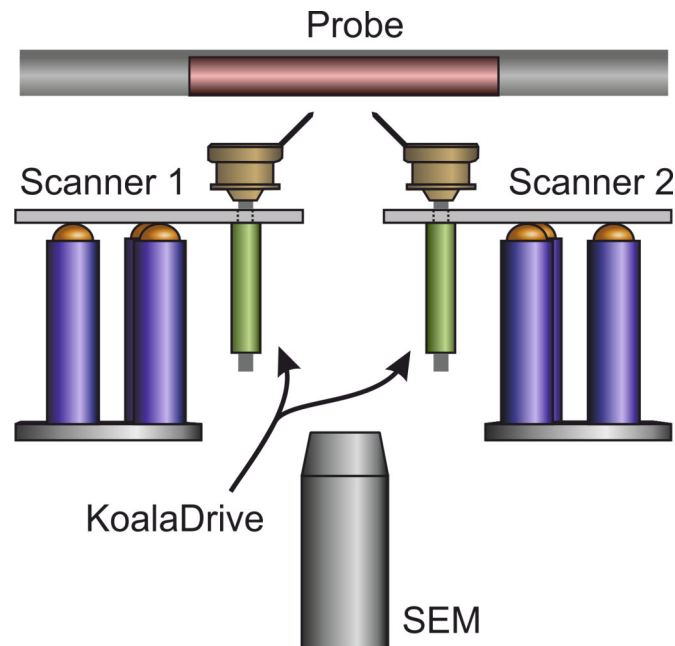


Abbildung 4.2 – Schematische Seitenansicht des mechanischen Aufbaus der STM-Einheit. Die Probe wird kopfüber in der positionierbaren Messvorrichtung fixiert. Darunter befindet sich die, auf die Probe gerichtete, Elektronenkanone des SEMs sowie die Scanner-Einheiten mit den STM-Spitzen. Exemplarisch sind in dieser Seitenansicht nur zwei von vier Spitzen gezeigt. Die Scanner-Einheiten ermöglichen die planare Bewegung der Spitzen, die KoalaDrives werden zur Höhenverstellung benötigt.

Die Elektronenkanone ist für den Betrieb mit einer Beschleunigungsspannung von 25 kV kalibriert worden. Mit diesen Parametern wäre eine Objektauflösung von unter 10 nm möglich. Jedoch musste die Elektronenkanone im MT-STM aufgrund der Komponenten für die Vierspitzenmessung weiter von der Probe entfernt eingebaut werden. Anstatt der für SEMs üblichen rund 12 mm Arbeitsabstand sind es im MT-STM etwa 40 mm. Dies erschwert die Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Probe und verringert so etwas die Qualität der SEM-Aufnahmen. Nichtsdestoweniger ist es möglich Nanostrukturen gut zu erkennen und auch die Spitzen daran zu positionieren.

Detektor

Wie bereits erwähnt, gibt es zwei Möglichkeiten der SEM-Bildwiedergabe. In Abbildung 4.3 sind beide Arten nebeneinander dargestellt.

Die Detektion der durch den Elektronenstrahl verursachten Sekundärelektronen erfolgt über einen Kanalelektronenvervielfacher (engl. channeltron), welcher unterhalb der STM-Einheit verbaut ist. Zusammen mit einem externen Vorverstärker kann die SEM-Software "Eclipse" aus dem Signal ein Bild generieren. Je mehr Sekundärelektronen

4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)

von der Probe oder den Spitzen emittiert werden, desto heller wird das Bild. Außerdem können “Schatten” in den Aufnahmen erkannt werden. Diese entstehen, sobald generierte Sekundärelektronen von einem Gegenstand (meist den Spitzen) daran gehindert werden zum Detektor zu gelangen. Dies hat den großen Vorteil, dass der Abstand der Spitzen zur Probenoberfläche abgeschätzt werden kann. Je näher der Schatten sich an der Spitze befindet, desto näher ist die Spitze auch an der Probe.

Die andere Möglichkeit der SEM-Bildgebung ist die Aufnahme der “fehlenden” Sekundärelektronen. Neben der Erzeugung von Sekundärelektronen wird durch den Elektronenstrahl auch ein Probenstrom erzeugt. Dieser kann im sogenannten “sample current” Modus detektiert werden. Hierbei wird ein Verstärker “LCA-1K-5G” der Firma FEMTO an das Substrat angeschlossen. Dieser wandelt den vom Elektronenstrahl induzierten Elektronenstrom in ein verstärktes Spannungssignal. In der Bildgebung, wie in Abbildung 4.3 unten rechts, führt ein höherer Strom von Elektronen zum Substrat zu einer geringeren Intensität (dunklerem Signal). Befindet sich der Elektronenstrahl an den Spitzen, trifft er nicht aufs Substrat und folglich wird kein Probenstrom gemessen; der Ort erscheint weiß. Auch der abgebildete Nanodraht erscheint heller im Vergleich zum Substrat, da auch hier der Elektronenstrahl zum Substrat hin abgeschwächt wird.

Elektronenstrahl-induzierte Strommessung

Im Probenstrom-Modus kann eine zusätzliche Messmethode verwendet werden. Die Elektronenstrahl-induzierte Strommessung (engl. electron beam induced current, EBIC) ist in der Lage, ladungstrennende Kontakte graphisch wiederzugeben. Hierbei sorgt der ladungstrennende Kontakt dafür, dass vom Elektronenstrahl erzeugte Elektron-Loch-Paare in der Probe getrennt werden. Somit fließt, je nach Bandverbiegung, ein größerer oder kleinerer Probenstrom, sobald Elektron-Loch-Paare im Bereich der Ladungsträgerdiffusionslänge um den ladungstrennenden Kontakt herum optisch angeregt werden. (vgl. Kapitel 7.1.2).

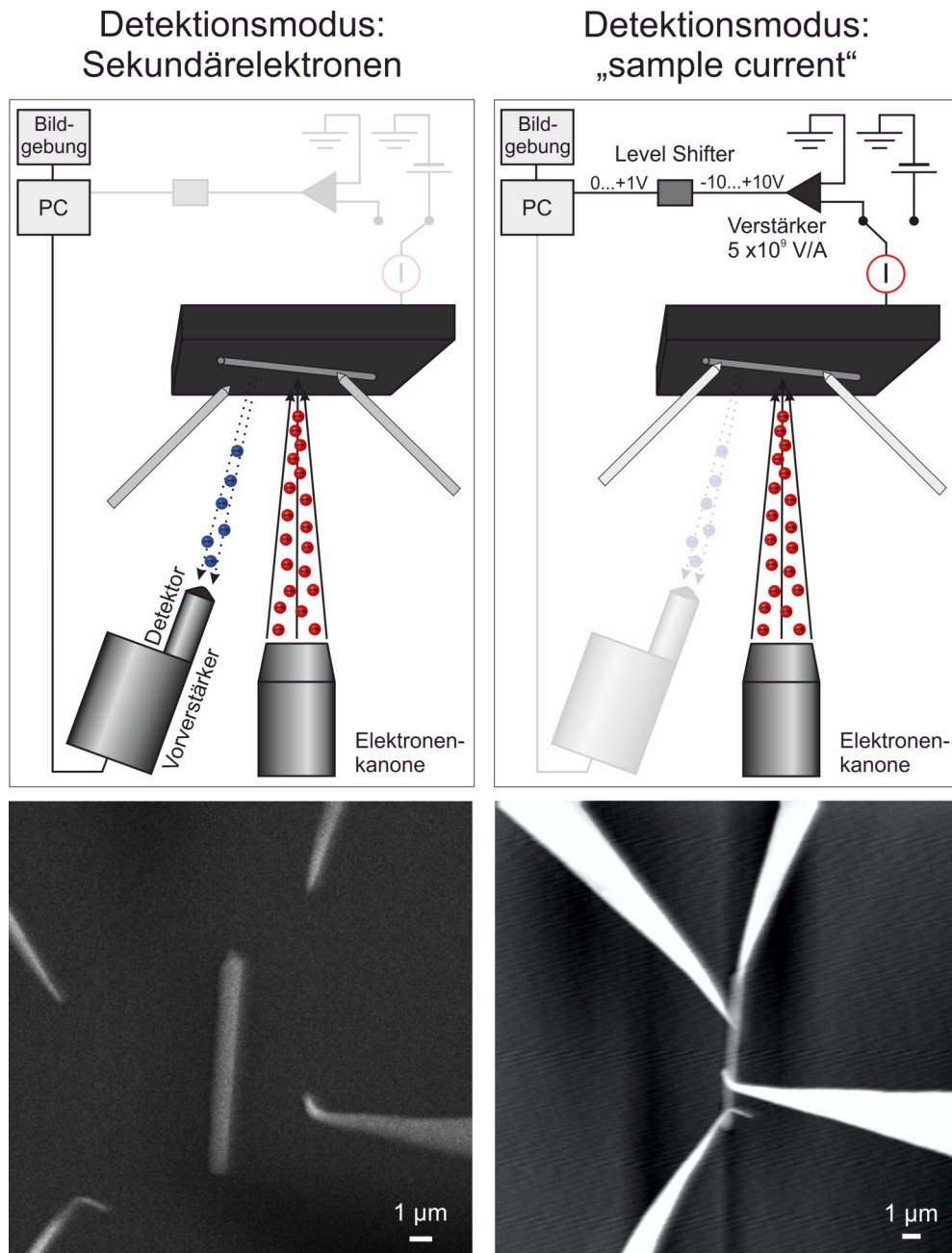


Abbildung 4.3 – Schematische Darstellung der beiden Messmodi im SEM. Links ist die Detektion der Sekundärelektronen dargestellt. Die von den Spitzen und Elektronen zurückgestreuten Elektronen werden im Detektor gesammelt und verstärkt. Diese Daten werden zur Bildausgabe an den PC gesendet. In diesem Modus sind die “Schatten” der Spitzen sichtbar, was für die Annäherung äußerst hilfreich ist. In den rechten Abbildungen ist die Detektion im Probenstrommodus (“sample current”) dargestellt. Hierbei wird der, vom Elektronenstrahl, induzierte Strom auf der Probe gemessen und in Graustufen transformiert. In diesem Modus werden die Spitzen nicht direkt wiedergegeben, sondern nur der örtlich fehlende Strom (weiß), jedoch können Ladungstrennende-Kontakte sichtbar gemacht werden.

4.1.2 Analysemöglichkeiten im MT-STM

Das MT-STM bietet verschiedene Arten von Analysen. Jede Spitze kann, wie beim klassischen Rastertunnelmikroskop (engl. scanning tunneling microscope, STM), die Topographie der Probenoberfläche aufnehmen. Da in dieser Arbeit diese Technik keinen Einsatz fand, wird im Folgenden nicht weiter darauf eingegangen.

Vierpunktmessungen

Hauptsächlich wurden die Spitzen für Vierpunktmessungen eingesetzt. Dabei werden zwei Spitzen genutzt, um einen Strom in die Probe einzuprägen. Die anderen beiden Spitzen fungieren als Potentialmessspitzen. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, kann jede Spitze vor einer Messung Strom- oder Spannungsmessspitze geschaltet werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit den Kontakt am Substrat (wie in Abbildung 4.3 oben rechts) in den Stromkreislauf, z. B. als geerdeten Kontakt, zu integrieren.

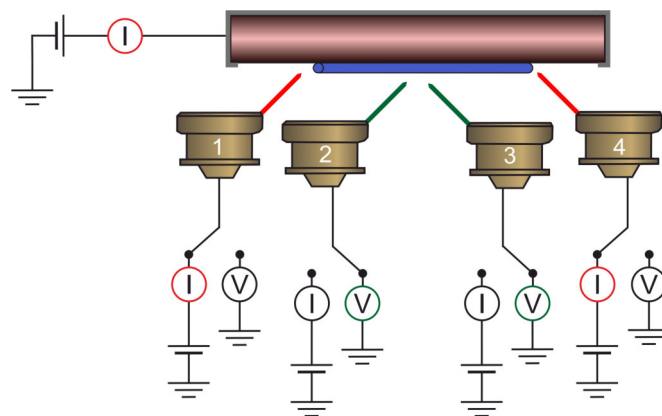


Abbildung 4.4 – Schematische Darstellung aller Spitzen inklusive elektrische Anschlüsse. Die äußeren beiden Spitzen wurden im Strommessmodus, die mittleren beiden Spitzen im Potentialmessmodus dargestellt. Die Probe selbst ist ebenfalls elektrisch mit einer Strommessung verbunden.

Damit bei der Vierpunktmessung eine Strommessung von mehreren Größenordnungen sowie eine stromlose Potentialmessung gewährleistet werden kann, benötigt es eine spezielle Elektronik. Jede Spitze besitzt einen eigenen Vorverstärker (Femto-Box). Wird eine Spitze im Strommessmodus betrieben, so wird das gemessene Signal über den Vorverstärker (Femto DLPCA 200) zum Analog-Digital-Konverter (engl. analogue digital converter, ADC) und weiter zum “4Probe STM Controller” gesendet. In der MT-STM-Software können vor jeder Messung am Vorverstärker verschiedene Verstärkungen eingestellt werden. Diese reichen von 10^9 ($\hat{=}$ maximal messbarer Strom: ± 10 nA) bis zu 10^5 ($\hat{=}$ maximal messbarer Strom: ± 100 μ A). Für die Potentialmessung wird die “Stromfreiheit” über eine 10 T Ω Eingangsimpedanz gewährleistet. Dieser hohe

4 Charakterisierungsmethoden

Widerstand lässt bei einem angelegten Potential von 10 V (Maximum) nur einen Stromfluss von höchstens $1 \cdot 10^{-12}$ A ($\cong 1$ pA) zu. Ein fiktiver Kontaktwiderstand von $1 \text{ M}\Omega$ würde somit die Potentialmessung nur um $1 \mu\text{V}$ beeinflussen. Da dies innerhalb der Messgenauigkeit¹ des Instruments liegt, wird der Einfluss der Kontaktwiderstände bei der Vierpunktmessung nachfolgend vollständig vernachlässigt.

Vermessung von Nanodrähten

In Abbildung 4.5 ist die elektrische Charakterisierung eines Nanodrahts schematisch dargestellt.

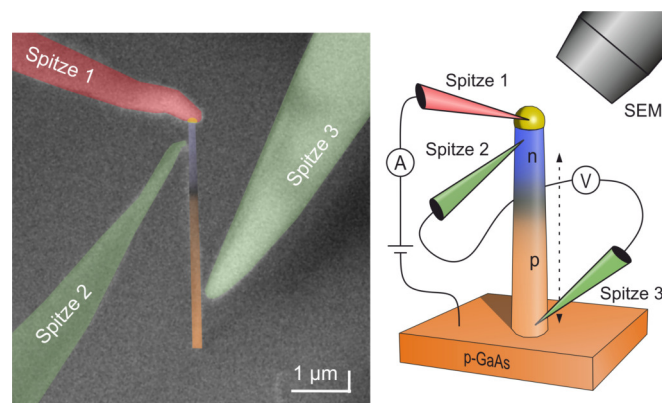


Abbildung 4.5 – Schematische Darstellung einer Vierpunktmessung am Nanodraht. (links) Eingefärbte SEM-Aufnahme im SED-Modus mit den am Nanodraht kontaktierten Spitzen. Die Probe ist dabei mit 22° Verkippung eingebaut. Zwischen Spitze 1 und dem Substrat erzeugt ein angelegtes Potential einen Stromfluss im Nanodraht. Die Spitzen 2 und 3 messen stromfrei das Potential am jeweiligen Ort ihres Kontaktes. (rechts) Schematische Darstellung des Messprinzips und vereinfachter Verschaltung der Spitzen.

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird eine Spitze (Spitze 1) im Strommessmodus am Goldtropfen des Nanodrahts kontaktiert. An diese Messspitze wird während der Messung eine veränderliche Spannung angelegt, welches im Nanodraht einen Stromfluss verursacht. Der Stromkreis wird mit dem geerdeten Substrat geschlossen. Die Aufnahme des geflossenen Stroms in Abhängigkeit zur angelegten Spannung ist die Zweipunkt-Strom-Spannungskennlinie des Drahts. Zur Vierpunktmessung werden Spitze 2 und 3 an der Nanodraht-Seite kontaktiert und im Potentialmessmodus betrieben. Wird nach der Messung die Potentialdifferenz zwischen Spitze 2 und 3 über den Stromfluss aufgetragen, resultiert dies in der Vierpunkt-Strom-Spannungskennlinie. Verhält sich das Drahtsegment zwischen Spitze 2 und 3 wie ein ohmscher Widerstand, so ist die Vierpunkt-IV-Kennlinie eine Ursprungsgerade mit dem Widerstand als Steigung. Werden

¹Die verwendeten Analog-Digital-Wandler haben eine Auflösungstiefe von 16 Bit. Dies bedeutet, sie können 65536 Zustände unterscheiden. Bei 10 V ist die Auflösung folglich 0,15 mV.

4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)

komplexere Drahtstrukturen charakterisiert, so kann es auch zu einer nicht-Linearität der Vierpunkt-IV-Kennlinie kommen.

Lichteinkopplung

Da die Probe kopfüber im MT-STM eingebaut ist, finden alle Messungen im Dunkeln statt. Gerade für opto-elektronische Strukturen ist es jedoch auch entscheidend die Licht-Materie-Wechselwirkung zu charakterisieren. Hierfür sind in der Analyseeinheit zwei, mittels Piezoelementen bewegliche optische Fasern eingebaut, welche von außen eine Lasereinkopplung ermöglichen. In Abbildung 4.6 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Die Fasern (AS 50/125 IR PI, NA 0.22) haben einen Innendurchmesser von rund $50\text{ }\mu\text{m}$ und eine numerische Apertur (numerical aperture, NA) von 0.22. Das eingekoppelte Laserlicht hat eine Wellenlänge von 521 nm (ca. $2,38\text{ eV}$) mit einer maximalen Leistung von $14,3\text{ mW}$.

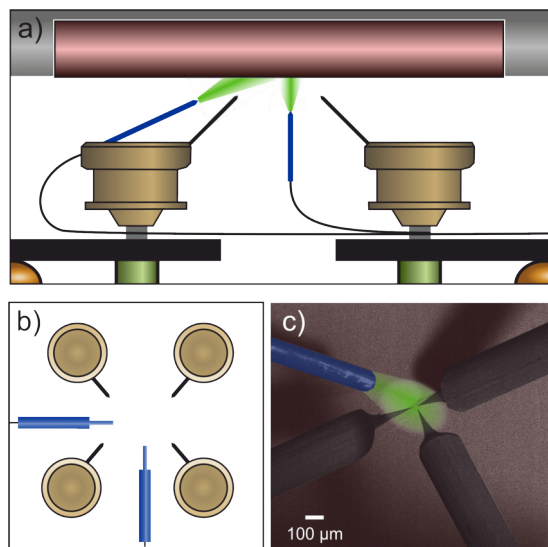


Abbildung 4.6 – Schematische Darstellung der Lichteinkopplung über die beiden optischen Fasern. Wie in (a) und (b) sichtbar, befinden sich die Faserenden zwischen den Messspitzen und im 90° Winkel zueinander. (c) Eingefärbte SEM-Abbildung dreier Spitzen und einer optischen Faser im MT-STM. Das eingekoppelbare Laserlicht wird außerhalb der UHV-Kammer erzeugt und besitzt eine Wellenlänge von 521 nm .

4.1.3 Exemplarische Dotierstoffbestimmung in einem Nanodraht

Aufnahme eines axialen Widerstandsprofils

Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch das Widerstandsprofil eines dotierten GaAs-Nanodrahts (Probe A, siehe Kapitel 5). Der auf der Abszissenachse aufgetragene Abstand beschreibt die zwischen den Einzelmessungen variierte Distanz der beiden Potentialmessspitzen (Spitze 2 und 3). Dabei wird lediglich Spitze 3 bewegt; die Position von Spitze 2 bleibt fixiert. Je größer der Abstand, je weiter bezieht Spitze 3 den Sockel des Nanodrahts in die Messung mit ein. Für einen konstant gleichmäßig dotierten Draht, welcher keine Durchmesservariation entlang seiner Länge aufweist, ist ein linearer Widerstandsanstieg zu erwarten. Der sinkende Anstieg des Widerstands zum Fuße des Drahtes in Abbildung 4.7 kann verschiedene Gründe haben. Es könnte einerseits auf einen nicht konstanten Dotierstoffeinbaus entlang des Nanodrahts hinweisen oder einen geometrischen Hintergrund darstellen.

Modellierung des Dotierprofils

Zur Extraktion eines Dotierprofils aus dem Widerstandsprofil (Abbildung 4.7) wird das in Kapitel 3.2 vorgestellte Transportmodell verwendet. Bis auf die Dotierstoffkonzentration N_A sind alle Parameter aus Gleichung 3.5 bekannt.

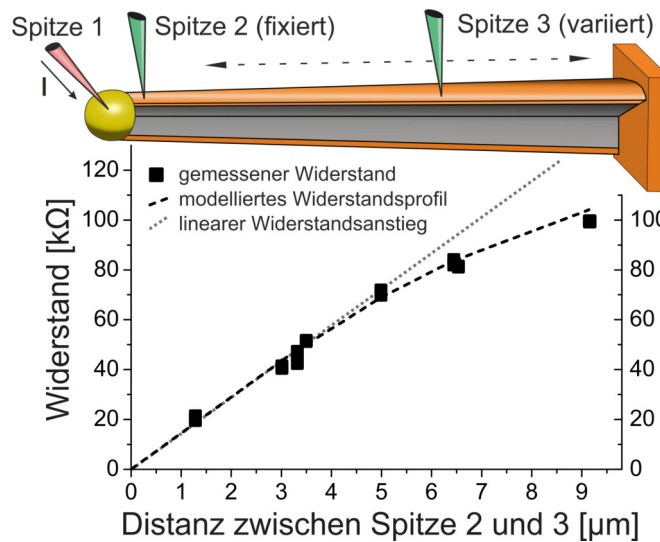


Abbildung 4.7 – Gemessenes und modelliertes Widerstandsprofil mehrerer Vierpunktmessungen entlang eines freistehenden Nanodrahts mit dem MT-STM.

Durch eine sukzessive Variation von N_A können unterschiedliche Widerstandsprofile modelliert werden. Dieser Vorgang wird so lange durchgeführt, bis das modellierte und gemessene Widerstandsprofil übereinstimmt. Die im Modell verwendete Dotierstoffkon-

4.1 Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM)

zentration spiegelt schließlich die Konzentration der elektrisch aktiven Dotierstoffatome wider.

4.2 Transferlängenmessung (TLM)

Im Gegensatz zum MT-STM ist die Transferlängenmessung (eng. transfer line method, TLM) eine sehr gängige Alternative zur Bestimmung der Leitfähigkeit von Nanodrahtstrukturen [40–45]. Hierbei werden mittels Strom-Spannungs-Kennlinien die Widerstände von verschieden weit entfernten Kontakten gemessen. Die Positionen der Kontakte entlang eines Nanodrahts werden mittels (Elektronenstrahl-) Lithografie-Prozessen festgelegt. Hierfür werden die Nanodrähte von ihrem Wachstumssubstrat getrennt und auf ein isolierendes Trägersubstrat transferiert. Somit handelt es sich bei dieser Messmethode um eine nicht-zerstörungsfreie Technik, die zudem nicht in der Lage ist, die Enden der Drähte zu charakterisieren. Dies ist besonders bei Nanodrähten ein Nachteil, welche für eine spätere Anwendung mit einem elektrisch aktiven Wachstumssubstrat verbunden sind. Die Qualität der elektrischen Anbindung von Nanodraht und Substrat kann nur freistehend (z. B. mit dem MT-STM) untersucht werden.

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für eine verlässliche Transferlängenmessung ist der ohmsche Kontakt zwischen dem aufgedampften Kontaktmaterial und dem zu vermessenden Objekt (Nanodraht). Für viele III-V-Materialien wurde die Herstellung von ohmschen Kontakten bereits demonstriert [46–48], jedoch beinhalten viele Prozesse Annealing-Schritte. Diese können die chemische Zusammensetzung des Halbleiters beeinflussen [49], was speziell bei Nanodrähten mit sehr kleinen Durchmessern kritisch wäre. Mittels Lithografie-Prozessen werden die Positionen der Kontakte auf dem Nanodraht festgelegt.

Besonders herausfordernd ist die Vermessung getaperter Nanodrähte. Aufgrund des steigenden Durchmessers zum Draht-Sockel können sich in diesem Bereich für größere Kontaktabstände geringere Widerstände ergeben. Dieser Umstand und ein Modell zur Korrektur wird in Kapitel 6.1 vorgestellt.

Trotz der vielen Herausforderungen ist die TLM-Technik dennoch sehr interessant für die Bestimmung von Leitfähigkeiten und Dotierstoffkonzentrationen in Nanodrähten. Die TLM-Untersuchungen in dieser Arbeit wurden an einem konventionellen Vierpunktmessplatz an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Mit einem Strom-Spannungs-Analysator (Keithley 4200-SCS) wurden die Messungen zwischen zwei nebeneinanderliegenden Kontaktpaaren vorgenommen. Hierbei sorgen zwei Spitzen für die Strominjektion und zwei Spitzen für die Aufnahme des Spannungsabfalls, welcher auch den Potentialunterschied zwischen Draht und Kontaktmaterial beinhaltet.

Nach der elektrischen Charakterisierung werden mit hochauflösenden SEM-Aufnahmen die Kontaktposition und -breite sowie die Nanodrahtgeometrie bestimmt (linke Abbildung 4.8). Daraufhin werden die gemessenen Widerstände gegen die jeweiligen Kontaktabstände aufgetragen (rechte Abbildung 4.2). Die Steigung der Ausgleichsgerade beschreibt den spezifischen Materialwiderstand ρ . Je höher die Dotierung, desto geringer wird diese Steigung. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinatenachse ergibt den doppelten Kontaktwiderstand $2R_C$, welcher in jeder Messung mit aufgenommen wird. Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Abzissenachse ist als doppelte Transferlänge $2l_t$ definiert. Dieser Wert beschreibt die Größe der Kontakt/Nanodraht-Grenzfläche, welche für den Ladungsträgeraustausch zwischen beiden Materialien notwendig ist.

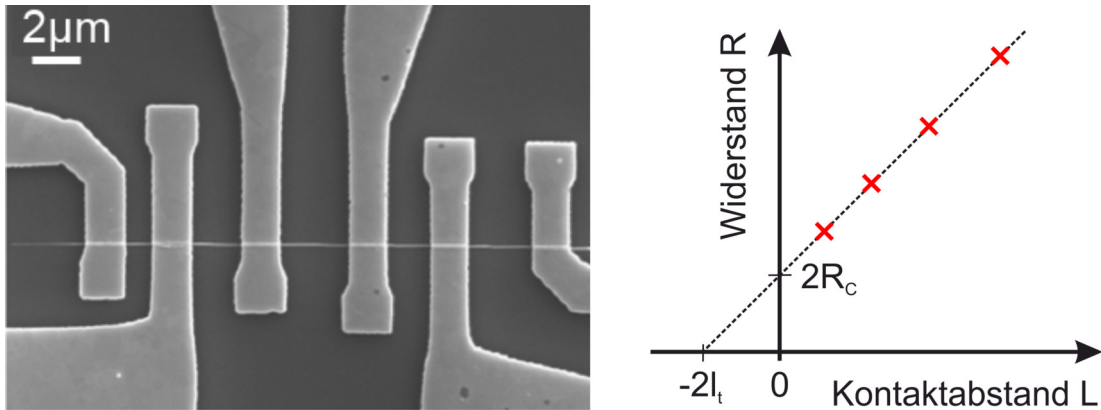


Abbildung 4.8 – Exemplarische TLM-Messung. (links) HR-SEM-Aufnahme aus [73], wodurch Kontaktbreite, -position und alle geometrischen Daten des Nanodrahts ermittelt werden. (rechts) Exemplarischer Widerstandsverlauf einer TLM-Messung mit Ausgleichsgerade. Letztere spiegelt den spezifischen Materialwiderstand ρ , den Kontaktwiderstand R_C und die Transferlänge l_t wider.

4.3 Photolumineszenzspektroskopie (PL)

Eine der optischen Methoden, welche in dieser Arbeit eingesetzt wurde, ist die Photolumineszenz (PL) -Spektroskopie. Das generelle Funktionsprinzip, aber auch die Besonderheiten bei Nanodrahtstrukturen sind in Kapitel 3.3 auf Seite 35 detailliert beschrieben.

Die spektral sowie räumlich aufgelösten PL-Messungen fanden am Messplatz des Helmholtz Zentrum Berlins (HZB) statt. Die Proben sind auf einem xyz Piezo-Positioniertisch befestigt und werden durch ein 0,95NA 50x Objektiv beleuchtet. Als Anregungsquelle wird ein Nd:YAG (Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat) Laser verwendet, welcher Photonen mit einer Wellenlänge von 532 nm im Dauerstrichbetrieb (cw, engl. continuous wave) ausstrahlt. Der Laser trifft mit einer maximalen Leistung von $600\text{ }\mu\text{W}$ auf der Probe auf. Dort entsteht ein Spot mit rund 600 nm im Durchmesser, sodass eine räumliche Auflösung des PL-Signals entlang des Nanodrahts gewährleistet werden konnte. Eine gekühlte Silizium CCD Kamera, mit einer typischen Belichtungszeit von 2 s, detektiert die PL-Signale.

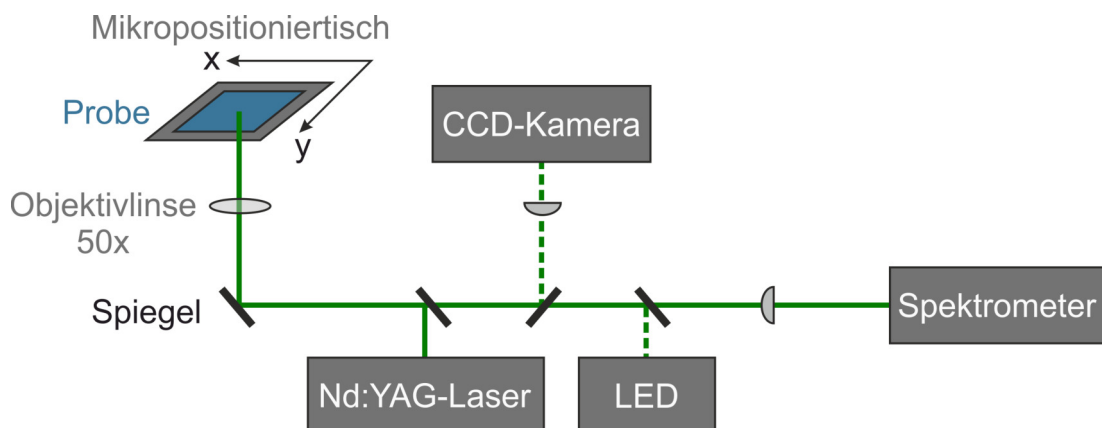


Abbildung 4.9 – Schematischer Aufbau des verwendeten PL-Messplatzes am HZB. Dieser beinhaltet einen Mikropositioniertisch, den Nd:YAG-Laser, eine konfokale Fokussierung und ein Spektrometer. Zusätzlich ist eine grüne LED und eine CCD-Kamera integriert. Die LED zeigt die Position des Laserstrahls an, die CCD-Kamera ermöglicht eine mikroskopische Bildgebung. Abbildung modifiziert nach [143].

4.4 Kathodolumineszenzspektroskopie (CL)

Bis auf die Art der Anregung ist die Kathodolumineszenz (CL) -Spektroskopie von den Grundlagen identisch zu denen der PL-Spektroskopie. Anstatt eines Photonen-ausstrahlenden Lasers wird ein Elektronenstrahl als Anregungsquelle verwendet.

Auch für die CL-Messungen konnte ein Setup am HZB genutzt werden. Da sich der gesamte Aufbau innerhalb eines Zeiss Merlin Rasterelektronenmikroskops (SEM) befindet, welches um das CL-System von Delmic erweitert wurde, können neben den CL-Messungen auch hochaufgelöste SEM-Aufnahmen gemacht werden. Im Gegensatz zur PL-Spektroskopie, welche unter atmosphärischen Bedingungen arbeitet, finden bei der CL die Messungen im UHV statt. Die Elektronen zur Anregung der Probe besitzen eine Energie von 5 keV und einen Strom von 5 nA. Als Belichtungszeit der Kamera (inkl. VIS-NIR Spektrometer) wurden 150 ms gewählt.

Kapitel 5

Probenübersicht

5 Probenübersicht

Die für diese Untersuchung verwendeten Nanodrähte wurden von Matthias Steidl (Probentyp A bis E) und Lisa Liborius (Probentyp F) mittels des "vapor-liquid-solid" (VLS) Wachstumsmodus in MOVPE-Umgebung hergestellt. Eine detaillierte Beschreibung der Wachstumsmechanismen sind in Kapitel 3 auf Seite 19 zu finden. Alle Drähte wurden mit Gold-Partikeln mit einem ungefähren Durchmesser von 100 nm katalytisch gewachsen. Die wichtigsten Prozessparameter und Geometrie der jeweiligen Nanodraht-Proben, welche in Kapitel 6 auf Seite 63 (Probentyp A bis D) und Kapitel 7 auf Seite 91 (Probentyp E und F) charakterisiert und diskutiert werden, sind nachfolgend kurz vorgestellt.

Probentyp A

Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Verlauf des Nanodraht-Wachstums von Probe A. Zu Beginn des MOVPE-Prozesses wurde die Probe für 5 Minuten bei 600 °C unter TBAs Zufuhr deoxidiert. Nach Abschluss des Annealing-Schrittes wurde der MOVPE-Reaktor auf 450 °C abgekühlt. Mit der Zufuhr der beiden anderen Präkursoren begann das Wachstum p-dotierter Nanodrähte. Nach 18 Minuten wurde das Angebot von Ga und Zn beendet und die Wachstumsphase abgeschlossen. Unter kontinuierlichem As-Angebot (bis ca. 350 °C) wurde die Probe schließlich auf Raumtemperatur abgekühlt.

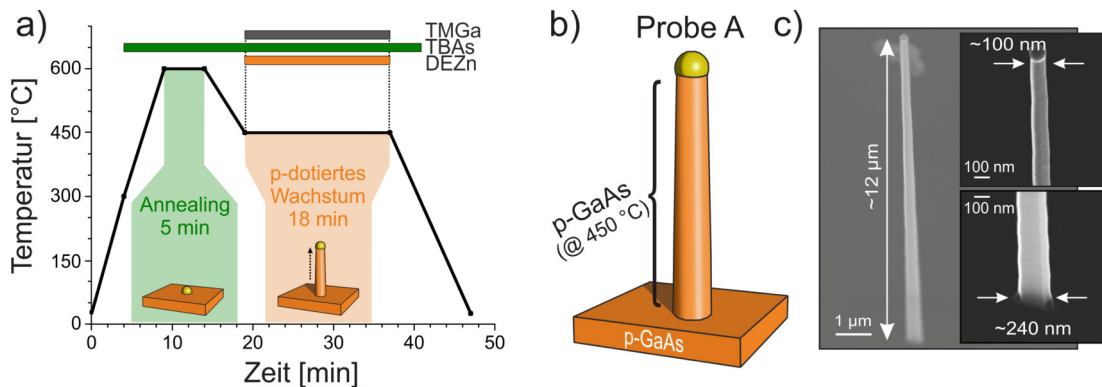


Abbildung 5.1 – Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp A. (a) Deposition von Au-Kolloiden mit einem Durchmesser von ca. 100 nm auf p-dotiertem GaAs Substrat. Fünf minütiges Annealing im MOVPE-Reaktor bei 600 °C unter TBAs-Zufuhr. Wachstum der p-dotierten GaAs-Nanodraht bei 450 °C für 18 min mit TBAs, TMGa und DEZn als Präkursoren. (b) Schematische Illustration eines Nanodrahts. (c) An Hand der HR-SEM Aufnahmen (30° Verkipfung) wird die Länge und die jeweiligen Durchmesser an der Spitze und am Sockel des Nanodrahts ermitteln. Entnommen aus [144].

Die Nanodrähte auf Probe A zeigen ein starkes Tapering aufgrund der vergleichsweise hohen (konstanten) Wachstumstemperatur von 450 °C. HR-SEM-Bilder (Abb. 5.1(c)) zeigen einen Durchmesser an der Nanodraht-Spitze von ca. 100 nm und einen Draht-

Länge von ca. $12\ \mu\text{m}$. Durch Division der Nanodraht-Länge durch die Wachstumszeit (18 min) bei $450\ ^\circ\text{C}$ wurde eine Wachstumsrate (WR) von ca. $0,67\ \mu\text{m}/\text{min}$ abgeleitet. Im Gegensatz dazu weisen die Nanodraht-Füße einen Durchmesser von ca. $240\ \text{nm}$ auf, was durch das parasitäre Wachstum an den Seitenflächen des Nanodrahts [35] erklärt werden kann, welches besonders bei höheren Wachstumstemperaturen verstärkt auftritt. An Hand der HR-SEM Aufnahmen kann der Taperingsparameter (TP; siehe Gleichung (3.1) auf Seite 26) zu etwa $5 \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden.

Nach dem Wachstum wurde die Probe mittels dem UHV-Transfersystem kontaminationsfrei sowie ohne Bildung einer oberflächlichen Oxidschicht ins MT-STM gebracht.

Probentyp B

Im Gegensatz zum Probentyp A, wurde bei Probe B ein intrinsischer Sockel gewachsen (Abbildung 5.2). Nachdem der Annealing-Schritt beendet war, wurde zunächst 2 min lang bei $430\ ^\circ\text{C}$ ein intrinsischer (nominell nicht dotierter) Stumpf gewachsen. Da das Wachstum bei dieser Temperatur zwar zu einer erhöhten Ausbeute an senkrechten Drähten führt, jedoch auch ein starkes Tapering mit sich bringt, wurde nachfolgend das Wachstum bei $400\ ^\circ\text{C}$ für 22 min fortgesetzt. Erst nach diesen 22 min intrinsischem Wachstum, wurde der Prekursor DEZn zugeschaltet, um eine p-Dotierung zu gewährleisten. Bei $410\ ^\circ\text{C}$ fand anschließend für 40 min das Wachstum der p-dotierten Spitze der Nanodrähte statt. Die Temperaturvariationen hatten den Zweck, dass sich am Ort des Temperaturwechsels am Nanodraht kleine Wülste bildeten. So konnten die einzelnen Bereiche nachträglich präzise vermessen werden (rote Pfeile in Abbildung 5.2(c)).

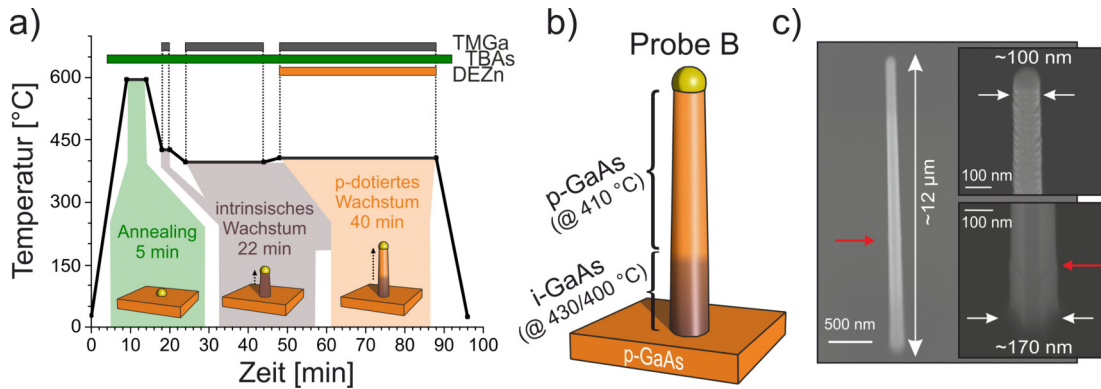


Abbildung 5.2 – Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp B. (a) Das Wachstum des Sockels von Nanodraht B wurde ohne Dotierstoff bei $430\ ^\circ\text{C}$ und $400\ ^\circ\text{C}$ durchgeführt. Nach 22 min wurde das p-dotierte Segment bei $410\ ^\circ\text{C}$ für weitere 40 min gewachsen. (b) Schematische Illustration eines Nanodrahts. (c) Die HR-SEM Abbildungen (30° Verkipfung) zeigen neben der Drahtlänge und den Nanodraht-Durchmessern auch Wülste, woran die unterschiedlichen Wachstumsphasen erkannt werden können.

5 Probenübersicht

HR-SEM-Messungen (Abb. 5(c)) zeigten eine Nanodraht-Länge von ca. $12\ \mu\text{m}$, die sich in zwei verschiedene Teile aufteilt: Ein Sockelsegment mit einer Länge von ca. $3,3\ \mu\text{m}$ und einem Top-Segment ($8,7\ \mu\text{m}$). An Hand von Wülste (markiert mit roten Pfeilen) am Nanodraht, die sich durch den Temperaturwechsel während des Wachstums ausbilden, können die einzelnen Wachstumsphasen voneinander unterschieden werden. Der Durchmesser variiert ebenfalls über die Nanodraht-Länge. An der Spitze beträgt er rund $100\ \text{nm}$, am Übergang zum intrinsischen Bereich etwa $130\ \text{nm}$ und am Sockel circa $170\ \text{nm}$. Dies führt zu einem TP von ca. $2 \cdot 10^{-3}$ an der Oberseite und $5 \cdot 10^{-3}$ an der Unterseite. Die WR des p-dotierten Segments bei $410\ ^\circ\text{C}$ wurde mit $0,22\ \mu\text{m}/\text{min}$ berechnet.

Auch Probentyp B wurde nach dem Wachstum unter Ausschluss von Kontaminationen mittels UHV-Transfers zum MT-STM transferiert.

Probentyp C

Die dritte Nanodraht-Probe (Probentyp C) wurde an der Universität Duisburg-Essen gewachsen (Abbildung 5.3). Der Wachstumsablauf ist dem von Probe B sehr ähnlich, unterscheidet sich jedoch in wenigen wichtigen Punkten.

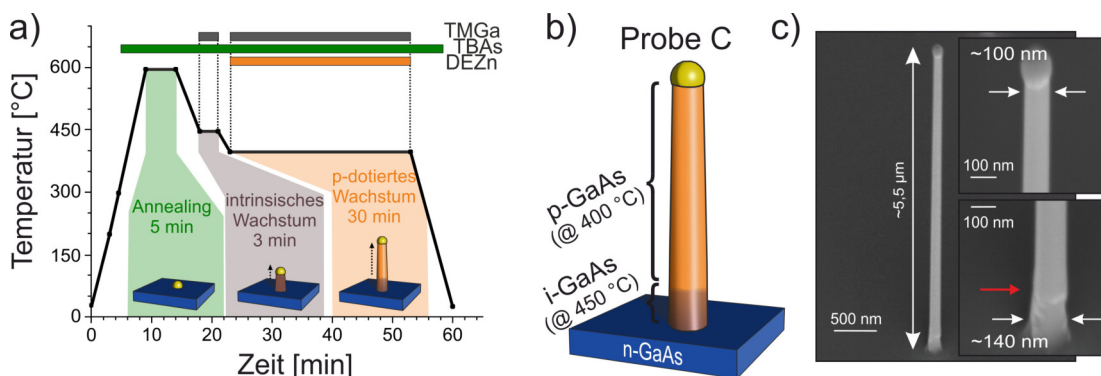


Abbildung 5.3 – Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp C. (a) Die Nanodrähte wurden an der Universität Duisburg-Essen hergestellt. Der Sockel des Drahtes ist bei $450\ ^\circ\text{C}$ ohne Dotierstoff für 3 min gewachsen. Anschließend erfolgte das Wachstum des p-dotierten Segments bei $400\ ^\circ\text{C}$ für weitere 30 min. (b) Schematische Illustration eines Nanodrahts. (c) Die HR-SEM Abbildungen (60° Verkippung) zeigen neben der Drahtlänge und den Nanodraht-Durchmessern auch eine Wulst, wodurch der Beginn der Dotierung erkannt werden kann.

Zum einen wurde auf einem n-dotierten GaAs(111)B Substrat gewachsen, zum anderen wurde an Stelle von reinem Wasserstoff, ein Wasserstoff-Stickstoff-Gemisch als Trägergas verwendet. Des Weiteren wurde das Wachstum des intrinsischen Sockels bei $450\ ^\circ\text{C}$ für 3 min durchgeführt, bevor für 30 min die p-dotierte Spitze bei $400\ ^\circ\text{C}$ hergestellt wurde.

Neben dem reduzierten Tapering hatte auch dieser Temperaturwechsel den positiven Nebeneffekt, dass die beiden unterschiedlich gewachsenen Bereiche sich durch Wülste am Nanodraht sichtlich voneinander differenzieren und vermessen ließen (roter Pfeil in Abbildung 5.3(c)).

Die niedrigere Wachstumstemperatur sowie die geringere Zeit resultierten in einer Nanodraht-Länge von etwa $5,5 \mu\text{m}$, wovon der intrinsische Sockel nur etwa 500 nm ausmacht. Der Durchmesser beginnt wieder bei rund 100 nm an der Nanodraht-Spitze und erhöht sich auf etwa 140 nm am Sockel der Drähte. Diese geometrischen Daten führen zu einer WR bei $400 \text{ }^\circ\text{C}$ von ca. $0,15 \mu\text{m}/\text{min}$ und einem TP von rund $3 \cdot 10^{-3}$.

Probentyp D

Genau wie Probentyp C wurde Probe D an der Universität Duisburg-Essen hergestellt. Die vierte, in dieser Arbeit untersuchte, Probe besteht aus einem undotierten Sockel, einem Mittelsegment, in dem die Dotierung kontinuierlich gesteigert wurde und einer vollständig p-dotierten Spitze (Abbildung 5.4).

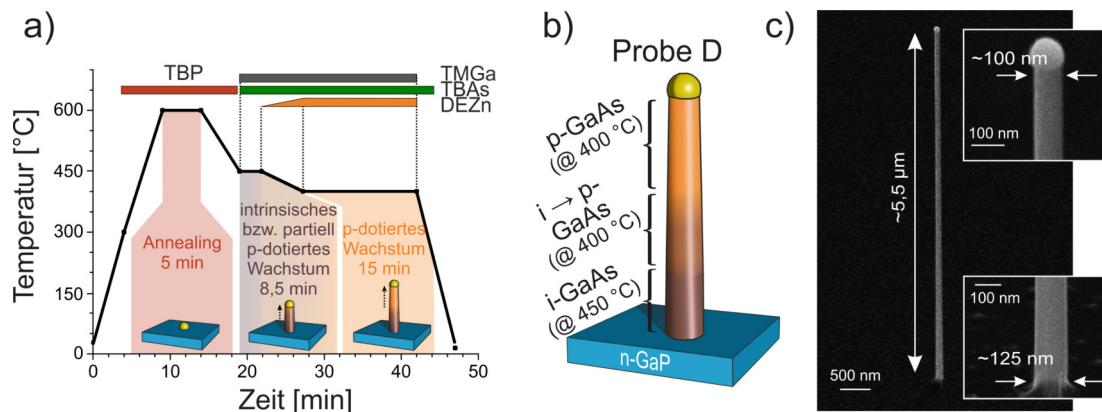


Abbildung 5.4 – Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp D. (a) Die Nanodrähte von Probe D wurden an der Universität Duisburg-Essen gewachsen. Das Wachstum beginnt bei $450 \text{ }^\circ\text{C}$ ohne Dotierstoff. Nach 3 min wird die Temperatur innerhalb von 5,5 min sukzessiv auf $400 \text{ }^\circ\text{C}$ reduziert. Zeitgleich wird das Dotierstoffangebot erhöht. Nach insgesamt 8 min wird bei $400 \text{ }^\circ\text{C}$ und einem konstanten Dotierstoffangebot das p-dotierte Segment für 15 min gewachsen. (b) Schematische Illustration eines Nanodrahts. (c) In den HR-SEM Aufnahmen (60° Verkipfung) ist die Nanodraht-Länge sowie die Durchmesser an Spitze und Sockel erkennbar. Aufgrund der sukzessiven Änderung der Wachstumstemperatur sind keine Wülste am Nanodraht sichtbar.

Nach dem Annealing begann das Wachstum bei $450 \text{ }^\circ\text{C}$ für 2 min. Im Anschluss erreichte, während die Wachstumstemperatur auf $400 \text{ }^\circ\text{C}$ abgesenkt wurde, der p-Dotierpräkursor DEZn den Reaktor. Im Laufe der nächsten 6,5 min maximierte sich dessen Konzentra-

5 Probenübersicht

tion, wodurch in dieser Phase ein Segment mit ansteigender Dotierstoffkonzentration gewachsen wurde. Nach Erreichen der 400 °C wurde mit einer konstanten Dotierpräkursorkonzentration im Reaktor der obere Teil des Nanodrahts für 15 min gewachsen. Aufgrund des durchgehenden Wachstums während der Temperatursenkung entstanden keine Wülste am Nanodraht, wodurch die Längen der einzelnen Segmente nicht eindeutig bestimmt werden können.

An Hand der bekannten Wachstumsgeschwindigkeiten kann jedoch abgeschätzt werden, dass das undotierte Segment rund 1,2 μm lang ist, sich der Übergangsbereich von etwa 1,2 μm bis 3 μm erstreckt und der vollständig dotierte Teil des Nanodrahts die restlichen 2,5 μm ausmacht. Der 5,5 μm lange Nanodraht besitzt, aufgrund der niedrigeren Wachstumstemperaturen, mit einem Durchmesser von 100 nm an der Spitze gegenüber einem 125 nm dicken Sockel nur ein sehr geringes Tapering (TP rund $2 \cdot 10^{-3}$).

Nach dem Wachstum wurde die Probe von der Universität Duisburg-Essen zum Forschungszentrum Jülich gebracht, wo sie am dortigen MT-STM von Stefan Korte charakterisiert wurde.

Probentyp E

Die Nanodrähte auf Probentyp E sind in Abbildung 5.5 dargestellt und beinhalten einen axialen pn-Übergang.

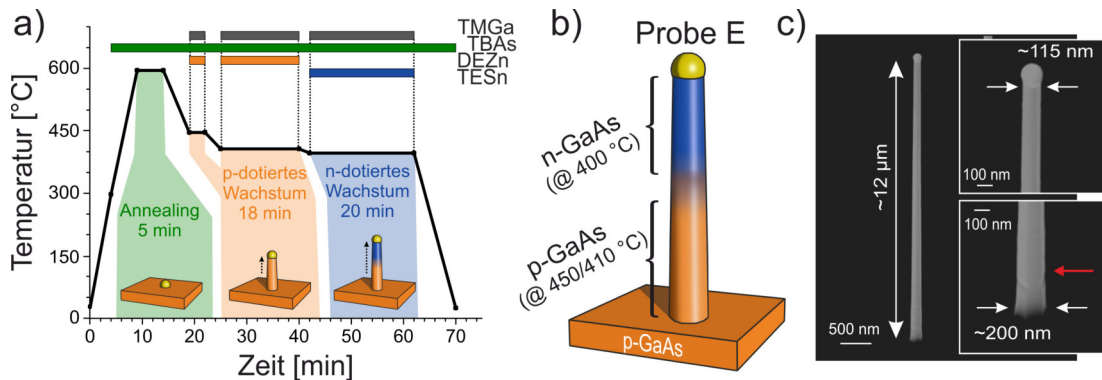


Abbildung 5.5 – (a) Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp E. Der untere Teil des Drahtes wurde zunächst bei 450 °C (3 min) begonnen und anschließend bei 410 °C (15 min) fortgesetzt zu wachsen. Hierbei wurde zu TMGa und TBAs auch DEZn zur p-Dotierung angeboten. Nach einer vier minütigen Wachstumspause in dem der Dotierpräcursor (von DEZn auf TESn) gewechselt wurde, wurde die n-dotierte Spitze des Nanodrahts bei 400 °C für 20 min gewachsen. (b) Schematische Illustration eines Nanodrahts. (c) Die Länge und der Durchmesser dieser Drähte konnte mit Hilfe von HR-SEM Aufnahmen (30° Verkipfung) ermittelt werden.

Hierzu wurde nach dem Annealing-Schritt zunächst bei 450 °C ein p-dotierter Stumpf gewachsen. Nach 3 min wurde die Wachstumstemperatur auf 400 °C gesenkt und

anschließend für weitere 15 min der p-dotierte Bereich gewachsen. Für den pn-Übergang wurde nachfolgend die Temperatur auf 410 °C erhöht und der Dotierstoff von DEZn auf TESn gewechselt. Mit diesen Parametern wurde die n-dotierte Nanodraht-Spitze für 20 min gewachsen. Leider brachte die Temperaturvariation während des Wachstums (von p- zu n-Dotierung) nicht den gewünschten Erfolg, wodurch die Längen der beiden Segmente nicht im HR-SEM ausgewertet werden konnte. Nichtsdestoweniger konnte eine Länge von rund 12 μm , ein Spitzendurchmesser von etwa 115 nm und ein Fußdurchmesser von 200 nm ermittelt werden.

Nach dem Wachstum wurde die Probe mittels UHV-Transfer zum MT-STM transportiert, wo eine kontaminationsfreie Charakterisierung durchgeführt wurde.

Probentyp F

In Abbildung 5.6 ist Probentyp F gezeigt, welcher erneut an der Universität Duisburg-Essen gewachsen wurde.

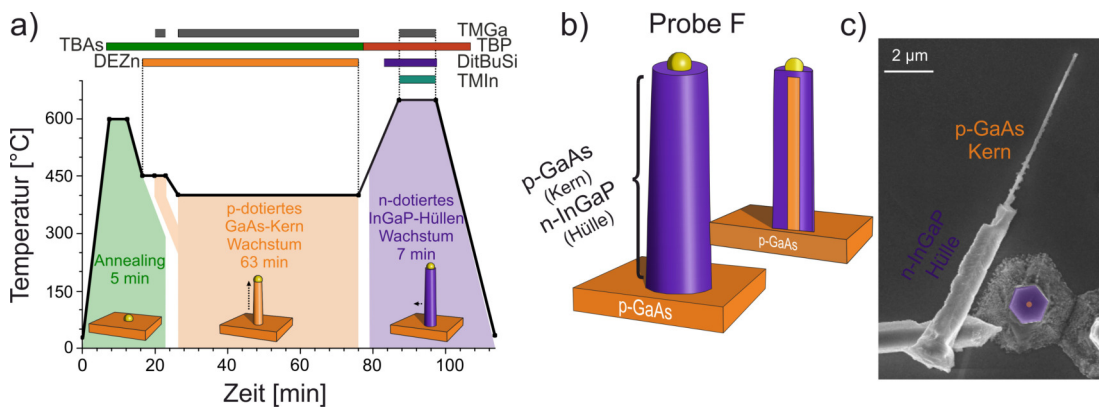


Abbildung 5.6 – (a) Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp F. Der p-dotierte GaAs-Nanodrahtkern wurde bei 450 °C (3 min) und 400 °C (60 min) gewachsen. Eine Temperaturerhöhung auf 650 °C und einem Angebot der Präkursoren TMGa, TBP, TMIn und DetBuSi führt zu radialem, n-dotierten InGaP-Hüllenwachstum. (b) Schematische Darstellung eines Nanodrahts. (c) HR-SEM Aufnahmen von einem halb-abgeätztem Nanodraht zeigen die Länge sowie den Kern- und Gesamtdurchmesser.

Ziel dieser Probe war es, den Ladungsträgertransport in radialen pn-Nanodrahtstrukturen besser zu verstehen. Hierzu wurden zunächst p-dotierte GaAs-Nanodraht-Kerne gewachsen für 3 min bei 450 °C und 60 min bei 400 °C. Anschließend wurde die Temperatur auf 650 °C erhöht, der Dotant von DEZn auf DetBuSi gewechselt und neben TMGa und TBP zudem TMIn angeboten. Für 7 min wurde so eine n-dotierte InGaP-Hülle um den p-dotierten GaAs-Kern gewachsen. Je nach Länge des Hüllenwachstums kann der Durchmesser des Drahtes eingestellt werden. Bei Probentyp F lag der Kern-Durchmesser bei rund 150 nm, die Hülle umfasste etwa 850 nm. Die Gesamtlänge der Drähte wurde

5 Probenübersicht

mit 15-20 μm gemessen.

Die Probe wurde im oxidierten Zustand vermessen. Ein UHV-Transport wäre auch nicht möglich gewesen, da an der MOVPE der Universität Duisburg-Essen kein UHV-Transfersystem existiert. Dies bot jedoch gleichzeitig die Möglichkeit Nanodrähte einer identisch gewachsenen Probe partiell und selektiv zu ätzen, sodass ein Zugang zum, ansonsten vollständig umwachsenen Kern gewährleistet werden konnte (siehe Abbildung 5.6(c)).

Kapitel 6

Axialer Ladungsträgertransport in Nanodrahtstrukturen

Dieses Kapitel behandelt die Beschreibung des axialen Ladungsträgertransports in Nanodrähten sowie alle dazu notwendigen Untersuchungen. Zunächst werden mit einer vergleichenden Analyse von p-dotierten GaAs-Nanodrähten die Präzision und Vorteile des MT-STMs gegenüber der konventionellen TLM-Methode aufgezeigt. Bei der Untersuchung von weiteren Nanodraht-Proben, welche unter verschiedenen Prozessbedingungen gewachsen wurden, wird der Dotierstoffeinbau in den Nanodraht-Strukturen mithilfe von Widerstandsprofilen genauer betrachtet. Die Verwendung eines ausgefeilten UHV-Transfersystems ermöglicht die Untersuchung kontaminationsfreier Nanodrähte sowie den Vergleich dieser mit oxidierten Drähten. Die mithilfe des MT-STMs ermittelten Widerstandsprofile zeigen die Leitungskanäle im Nanodraht-Kern sowie an dessen Oberfläche und führen zu einem besseren Verständnis des Einflusses von Oberflächenzustände auf den Ladungsträgertransport. Abschließend wird auf den Ladungsträgertransport zwischen Nanodraht-Kern und -Oberfläche eingegangen und ein Modell zur Erklärung aufgestellt.

6.1 Eignung des MT-STMs im Vergleich zu konventionellen Methoden – MT-STM versus TLM

In diesem Kapitel werden MT-STM sowie TLM-Messungen an derselben Nanodraht-Probe (Probentyp A, Wachstumsverlauf siehe Seite 56) durchgeführt. Das Vorgehen der beiden Messmethoden sind in Kapitel 4.1 und 4.2 zu finden. Nachfolgend werden die Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden herausgearbeitet und die Präzision und Flexibilität des MT-STM demonstriert. Während ich die MT-STM-Untersuchung selbst durchführte, konnte bei der Charakterisierung via TLM auf die Expertise von Lisa Liborius und ihrem Betreuer and der Universität Duisburg-Essen Dr. Artur Poloczek zurückgegriffen werden. Die Ergebnisse der Zusammenarbeit werden im Folgenden beschrieben und sind in Ref. [144] publiziert.

6.1.1 Messablauf und Ergebnisse

Mit beiden Messmethoden, MT-STM sowie TLM, wird das Dotierprofil nicht direkt gemessen, sondern über das Widerstandsprofil des Drahtes bestimmt. Hierzu ist es nötig, einen definierten Strom in den Nanodraht einzuprägen und den Potentialabfall an verschiedenen Positionen entlang des Drahtes zu messen.

Beim MT-STM Setup können die Nanodrähte freistehend und zerstörungsfrei vermessen werden. Abbildung 6.1(a-c) zeigt den Messaufbau zusammen mit einem SEM-Aufnahme einer MT-STM Messung.

6.1 Eignung des MT-STMs im Vergleich zu konventionellen Methoden

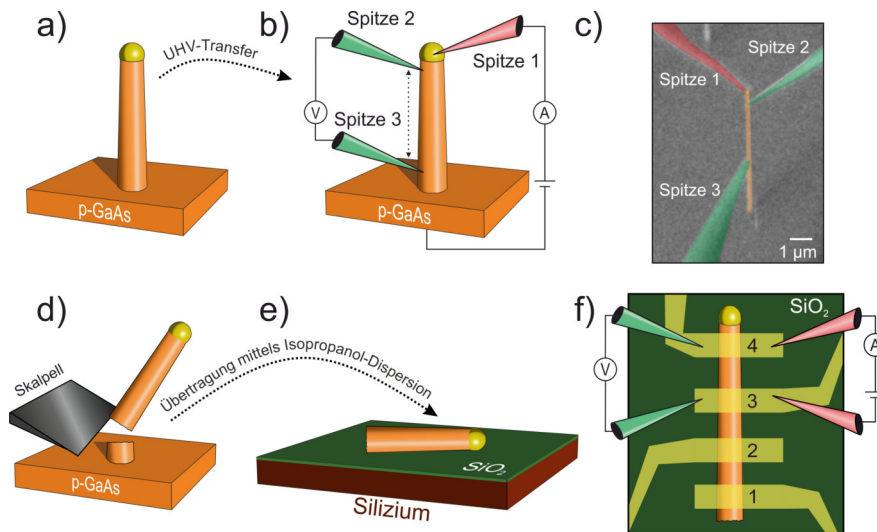


Abbildung 6.1 – Schematische Ablauf der beiden genutzten Messmethoden. (a-c) MT-STM Charakterisierung an freistehenden Nanodrähten. (d-f) Vorbereitung und Durchführung von TLM-Messungen. MT-STM: (a) Einschleusen der Nanodraht-Probe in die UHV-Umgebung des MT-STMs, (b) Positionierung der Messspitzen am freistehenden Nanodraht zu Vierpunktmessungen, (c) eingefärbte SEM-Aufnahme des kontaktierten Nanodrahts im MT-STM unter 22° Verkipfung. TLM: (d) Entfernen der Nanodrähte vom Wachstumssubstrat per Skalpell, (e) Transfer der Nanodrähte mittels einer Isopropanol-Dispersion auf ein Träger-Substrat, (f) Abscheidung einer lithographischen Maske und Bedampfung einzelner Nanodrähte mit Kontaktfingern. Abbildung entnommen aus [144].

Hierbei war es zudem möglich die Probe kontaminationsfrei sowie ohne Oxidation ins MT-STM zu transferieren. Im Gegensatz hierzu, ist das TLM-Messprinzip aufwändiger, nicht zerstörungsfrei und die Drähte sind zwangsweise der Umgebungsluft ausgesetzt. Zunächst müssen die Nanodrähte von ihrem Wachstumssubstrat mit einem Skalpell entfernt werden. Zusammen mit Isopropanol wird aus den abgebrochenen Nanodrähten eine Dispersion erzeugt, welche auf ein Trägersubstrat aufgetropft wird. Bei dem Trägersubstrat handelt es sich um ein Stück eines Si-Wafers, welcher mit einer 4 μm dicken, isolierenden Siliziumoxidschicht bedeckt ist. Mit Hilfe der Elektronenstrahlolithografie werden in definierten Abständen vier Kontakte aufgebracht. Mögliche organische Überreste des belichteten Fotolacks werden mit einer Sauerstoffplasma-Behandlung entfernt. Dieser Prozess hat keinen Einfluss auf den Nanodraht, außer dass dessen Oberfläche oxidiert. Dieses Oxid wird nachfolgend in einem kurzen Ätzschritt mit verdünnter Salzsäure (1 HCl (37 %) : 4 H₂O) entfernt. Direkt im Anschluss wird die Probe in die Bedampfungskammer geschleust, um den Oxidationsprozess auf der Nanodraht-Oberfläche so gering wie möglich zu halten. Erst jetzt werden ohmsche Platin/Titan/Platin/Gold Kontakte aufgedampft und anschließend einem kurzen Annealing-Schritt (360 °C für 30 s in Stickstoffatmosphäre) ausgesetzt, welcher die Kontakteigenschaften verbessert

(Abbildung 6.1(d-f)).

In Abbildung 6.2 sind exemplarisch die verschiedenen Strom-Spannungs (I-V) -Kennlinien (Probentyp A) von MT-STM und TLM Messung in einem Graphen dargestellt, worin die wesentlichen Unterschiede beider Messmethoden ersichtlich werden. Im Messbereich von -1 V bis +1 V ist die TLM-Messung vollständig ohmsch. Dies zeigt, dass die aufgebrachten Kontakte, wie benötigt, ohmsch mit dem Nanodraht verbunden sind. Allerdings ist die Steigung der I-V-Kennlinie nicht mit dem Bahnwiderstand des Drahtes gleichzusetzen, da zunächst unbekannte Kontaktwiderstände mitgemessen werden.

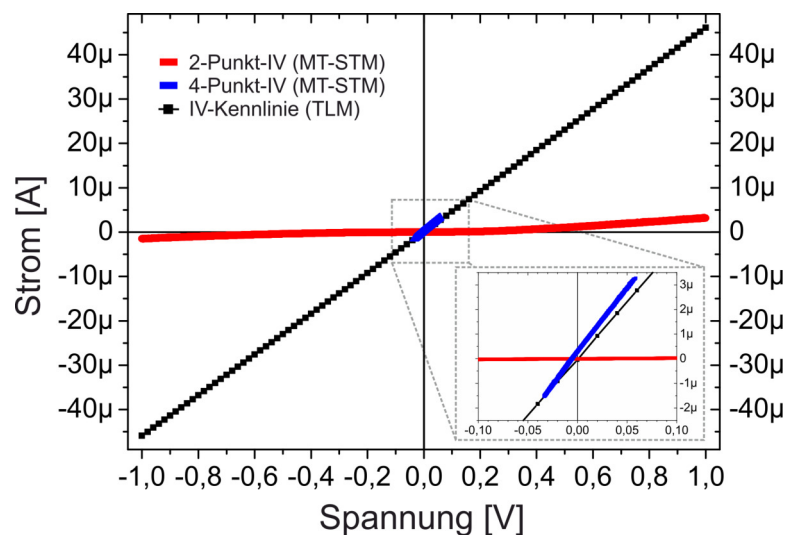


Abbildung 6.2 – Vergleich der I-V-Kennlinien der MT-STM und TLM Messungen. Im Gegensatz zu den TLM-Messungen zeigt die Zweipunkt-IV vom MT-STM kein ohmsches Verhalten. Nichtsdestotrotz ist, aufgrund des Vierpunktmessverfahrens, die I-V-Kennlinie der 4-Punkt Messung ohmsch, da der Spannungsverlust bei der Stromeinprägung (Spitze 1 und Substrat) in den Potentialmessungen (Spitze 2 und 3) nicht berücksichtigt wird. Durch die Aufbringung von ohmschen Kontakten vor der TLM-Messung zeigt die I-V-Kennlinie ohmsches Verhalten. Abbildung entnommen aus [144].

Die 2-Punkt-Messungen des MT-STMs sind in den seltensten Fällen ohmsch. Die Wolfram-Spitze wird in Kontakt mit dem Au-Partikel am Nanodraht gebracht, welcher in einem Halbleiter-Metall-Kontakt mit dem Draht verbunden ist. Jedoch spielt dieser Schottky-Kontakt bei der Ermittlung des Widerstands keine Rolle, da hierzu die 4-Punkt-Messungen verwendet werden. Eine dieser Messungen ist in Abbildung 6.2 mit einer blauen Linie dargestellt. Sie ist wiederum ohmsch, da die Messung der Potentiale an den Seitenwänden des Nanodrahts stromlos geschieht und keine Kontaktwiderstände berücksichtigt werden müssen.

Multi-tip STM

Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise des MT-STM ist in Kapitel 4.1 zu finden. Nach dem Einschleusen der Nanodraht-Probe in die UHV-Umgebung des MT-STMs und dem Positionieren der Probe in der Messkammer, werden die drei Spitzen in Kontakt mit einem einzelnen freistehenden Nanodraht gebracht (siehe Abbildung 6.1(b)). Anschließend wird mittels Vierpunktmessungen entlang des Drahtes ein Widerstandsprofil aufgenommen (Abbildung 6.3). Der Verlauf des Widerstands zeigt eine deutliche nicht-Linearität. An der Spitze des Drahtes ist ein steilerer Anstieg zu erkennen, als zum Sockel hin. Nach Auswertung der geometrischen Daten der Nanodrähte mittels HR-SEM und einer Modellierung des Dotierprofils (Gleichung (3.5) auf Seite 34) wurde klar, dass dieses Phänomen einzig auf das Tapering zurückzuführen ist, nicht auf eine variierende axiale Dotierung. Mit einer Dotierung von $2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und den jeweils gemessenen Durchmessern an der Spitze (ca. 100 nm) und Sockel (ca. 230 nm) des Drahtes konnte das Widerstandsprofil sehr gut wiedergegeben werden. Dies weist auf eine (näherungsweise) homogene Dotierstoffverteilung in koaxialer Richtung hin. Zur besseren Abschätzung des Einflusses der Dotierstärke auf den Widerstandsverlauf sind in Abbildung 6.3 auch die Verläufe für Dotierungen von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt.

Transferlängenmessung

Die Gleichstrommessungen der TLM wurden mit einem Keithley 4200-SCS in einem Vierpunktmessplatz durchgeführt. Jede Messung wurde zwischen zwei benachbarten Kontaktpaaren ausgeführt. Zwei Messspitzen wurden zur Stromeinprägung und zwei Messspitzen zur Messung des Spannungsabfalls, welcher auch die Potentialdifferenz zwischen dem Nanodraht und dem Kontaktmaterial beinhaltet, genutzt. Abbildung 6.4 zeigt schematisch die Positionen und Größe der Kontakte auf einem Nanodraht.

Um den Einfluss des Taperings auf die leitfähige Querschnittsfläche zu eliminieren, wurden Korrekturfaktoren ΔR_{xy} unter Berücksichtigung der geometrischen Daten für jedes TLM-Kontaktpaar berechnet. Die Korrekturfaktoren $\Delta R_{n,n+1}$ skalieren die gemessenen Widerstände auf den kleinsten Drahtradius $r_0 = r(x = 0)$. Die physikalische Bedeutung des Korrekturfaktors ist die mathematische Rückverfolgung des Taperings des Drahtes auf gemessene TLM-Werte. Nach der Korrektur entsprechen die Widerstandswerte denen von ungetaperten Nanodrähten mit dem Radius r_0 .

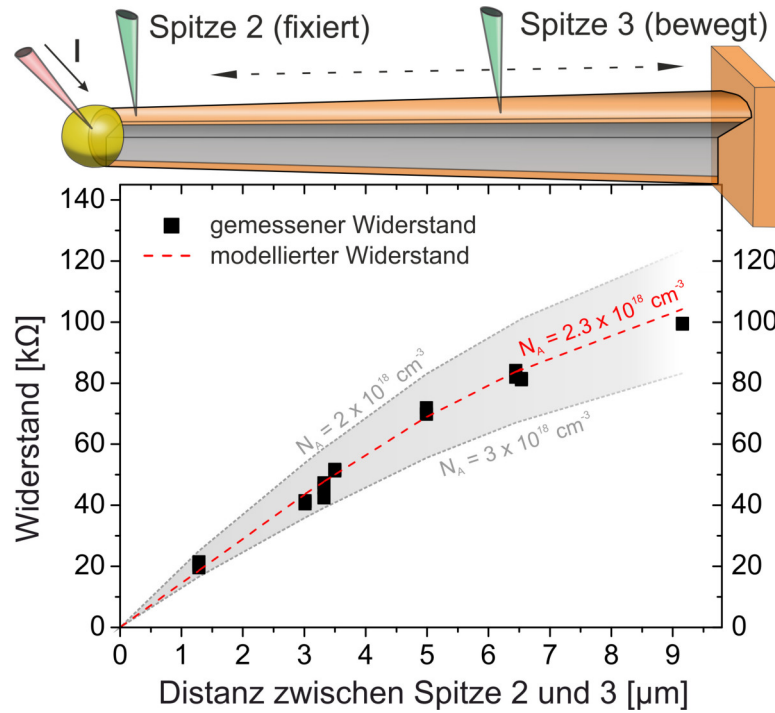


Abbildung 6.3 – Gemessenes und modelliertes Widerstandsprofil eines getaperten GaAs-Nanodrahts aus Probentyp A. In Abhängigkeit des Abstands der MT-STM-Spitzen wurde der Nanodraht-Widerstand gemessen. Die Steigung der Kurve verringert sich zum Sockel des Drahtes hin, was auf das Tapering zurückzuführen ist. Das modellierte Widerstandsprofil wurde mit einem konstanten Dotierprofil von $2.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entlang des Nanodrahts angenommen. Die graue Fläche beschreibt die modellierten Widerstandsprofile in den Grenzen von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Abbildung entnommen aus [144].

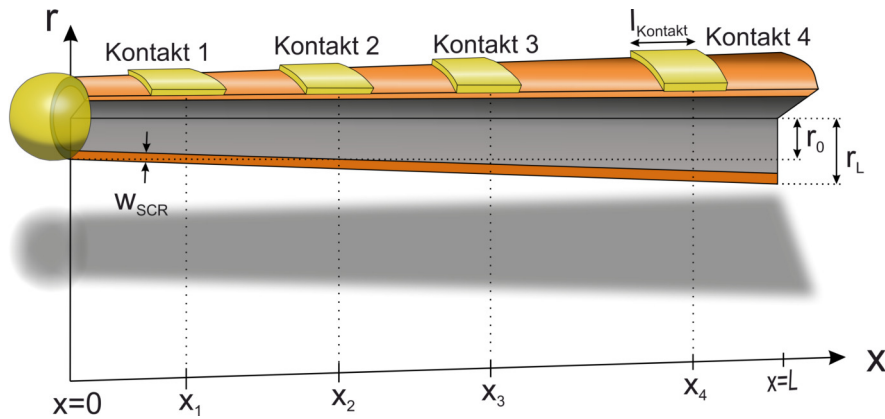


Abbildung 6.4 – Geometrische Zusammenhänge für einen getaperten Nanodraht bei der TLM-Messung. Hieraus wird der Einfluss des Taperings auf den Nanodraht-Bahnwiderstand mathematisch bestimmt (aus [144]).

Der Widerstand eines konischen Leiters R_{TC} errechnet sich aus der Addition von allen infinitesimalen dünnen kreisförmigen Nanodraht-Scheiben zwischen zwei Kontakten. Der mathematische Ausdruck hierfür lautet

$$R_{TC} = \int_{x_n}^{x_{n+1}} \frac{\rho_{TC}}{\pi r_{eff}^2(x)} dx \quad (6.1)$$

6.1 Eignung des MT-STMs im Vergleich zu konventionellen Methoden

wobei ρ_{TC} der spezifische Materialwiderstand ist. Schließlich kann der Korrekturfaktor für jedes TLM Paar zu

$$\Delta R_{n,n+1} = \frac{R_{TC}}{R(r_{0,eff})} = \frac{R_{TC}}{\frac{\rho_{TC}(x_{n+1}-x_n)}{\pi r_{0,eff}^2}} \quad (6.2)$$

bestimmt werden. Aufgrund der definierten Referenz $R(r_{0,eff})$ sind alle Korrekturfaktoren $\Delta R_{n,n+1} < 1$.

Somit kann nun das Tapering korrigiert werden, wodurch nicht mehr ein konischer Leiter betrachtet werden muss. Allerdings hat das Tapering gleichzeitig noch einen unbekannten Einfluss auf den Kontaktwiderstand. Je größer der Umfang des Nanodrahts aufgrund des Taperings wird, je kleiner sollte der Kontaktwiderstand sein. Jedoch ist die Abhängigkeit des Kontaktwiderstands auf den gemessenen Gesamtwiderstand unbekannt. Daher wird nachfolgend eine Vereinfachung durchgeführt. Diese basiert auf der Annahme, dass die Verringerung des Kontaktwiderstands durch die Erhöhung der jeweiligen Transferlänge kompensiert wird. Die Transferlänge l_t beschreibt die Größe der Kontakt/Nanodraht-Grenzfläche, welche für den Ladungsträgeraustausch zwischen beiden Materialien notwendig ist. Mit dieser Argumentation wird eine Radius-unabhängige Strominjektionsfläche für jeden Kontakt erwartet und daher ein konstanter Kontaktwiderstand für jedes TLM-Pad. Diese Annahme ist solange gültig, wie die Transferlänge l_t kleiner als die Kontaktbreite l_{Pad} bleibt, wie es bei dieser Probe auch der Fall ist.

Abbildung 6.5 zeigt die gemessenen Widerstände zweier Nanodrähte (Symbole ohne Füllung) und die ermittelten Werte nach der Korrektur (ausgefüllte Symbole). Die Messergebnisse beider unkorrigierten Nanodrähte sind mit der TLM-Theorie nicht vereinbar (kleinere Gesamtwiderstände bei größer werdenden Messabständen). Erst nach der beschriebenen Korrektur des Taperingfaktors ist eine Bestimmung der spezifischen Widerstände möglich. Die ermittelten spezifischen Kontaktwiderstände im y-Achsenabschnitt ($\equiv 2 \cdot R_C$) sind $\rho_{C,NW1} = 1,95 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ und $\rho_{C,NW2} = 7,88 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$. Des Weiteren liegen die Transferlängen im x-Achsenabschnitt bei $l_{t,NW1} = 0,84 \mu\text{m}$ und $l_{t,NW2} = 0,64 \mu\text{m}$, wenn die Kontaktbedeckung auf dem halben Kreisumfang des Drahtes angenommen wird. Beide Werte werden in dem nachfolgenden Vergleich beider Messmethoden verwendet. Letztendlich konnten spezifische Materialwiderstände für die dotierten Nanodrähte ermittelt werden. Sie liegen bei $\rho_{NW1} = 9,5 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}$ und $\rho_{NW2} = 2,97 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}$.

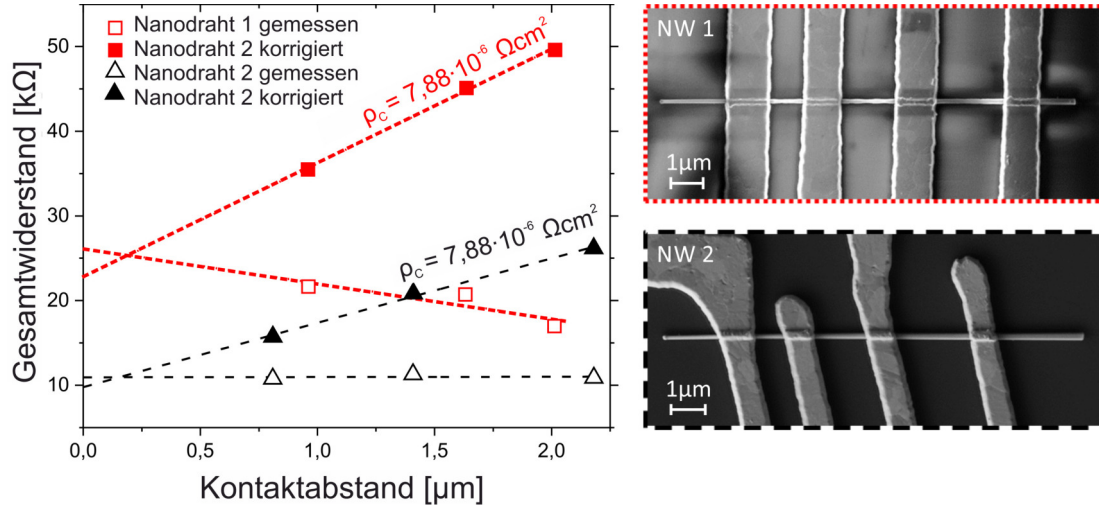


Abbildung 6.5 – TLM-Messergebnisse für zwei unterschiedliche p-GaAs-Nanodrähte. (links) Die Originalmessergebnisse (Symbole ohne Füllung) unterscheiden sich stark von den korrigierten Messergebnissen (ausgefüllte Symbole). (rechts) SEM-Aufnahmen der kontaktierten und vermessenen Nanodrähte zur Bestimmung der Kontaktgeometrie entlang der jeweiligen Nanodrähte. Abbildung entnommen aus [144].

6.1.2 Gegenüberstellung und Diskussion

Nach der Auswertung von MT-STM und TLM Daten, werden nun die Ergebnisse beider Methoden miteinander verglichen. Wegen der stark getaperten Nanodrähte und der unterschiedlichen Positionierung von Spitzen bzw. Kontakten beider Messmethoden ist ein direkter Vergleich sehr schwierig. Daher wurde der Ansatz verwendet, die gemessenen Drahtwiderstände über die bei jeder Messung beteiligte durchschnittliche leitfähige Fläche A_C aufzutragen. Diese sind folgendermaßen definiert.

$$A_C = \frac{V_C}{L} = \frac{1}{L} \int_{x_{tip2}/x_n}^{x_{tip3}/x_{n+1}} \pi \left(\left(\frac{r_{n+1} - r_n}{L} x + r_0 \right) - w_{SCR} \right)^2 dx \quad (6.3)$$

Diese Fläche hängt von der Position des Kontakts ab, welche mit der Berechnung des Nanodraht-Radius an jedem Kontaktpunkt berücksichtigt wird. Dementsprechend beschreiben r_n und r_{n+1} den jeweiligen Nanodraht-Radius und den Spitzen oder Kontaktpositionen, welche zudem mit der Breite der Verarmungszone w_{SCR} korrigiert werden, um so zu den leitfähigen Radien r_{C1} und r_{C2} im Inset von Abbildung 6.6 zu gelangen.

6.1 Eignung des MT-STMs im Vergleich zu konventionellen Methoden

Die Ergebnisse der TLM-Messung müssen zusätzlich noch um ihren Kontaktwiderstand korrigiert werden. Dieser berechnet sich aus

$$R_C = \frac{\rho_C}{l_t \cdot \frac{1}{2} 2\pi \cdot r(x_n)} \quad (6.4)$$

und muss von den gemessenen Werten subtrahiert werden. Hierbei stammen ρ_C und l_t von den vorherigen TLM-Auswertungen.

Die korrigierten Widerstände sind in Abbildung 6.6 über ihre durchschnittliche leitfähige Fläche aufgetragen. Die Widerstände, welche mit dem MT-STM gemessen wurden, umfassen einen eher kleinen Bereich an leitfähigen Flächen. Dies ist dem Messablauf geschuldet, bei dem Spitze 2 immer an der Nanodraht-Spitze kontaktiert bleibt. Somit hat r_{C1} immer einen der kleinsten Werte. Im Gegensatz dazu umfassen die TLM-Messungen einen sehr weiten Bereich, da die Kontaktpositionen sich über den gesamten Draht erstrecken. Trotz unterschiedlicher Messansätze und die Einführung Tapering-bedingter Korrekturfaktoren stimmen die gemessenen Widerstände beider Methoden gut überein.

Anzumerken ist, dass diese gute Übereinstimmung nur erreicht werden konnte, wenn die TLM-Werte modifiziert wurden. Die spezifischen Kontaktwiderstände $\rho_{C,TLM}$ wurden um ein Drittel reduziert, was zu den ermittelten spezifischen Drahtwiderstände aus den TLM-Messungen führte. Eine Überschätzung von $\rho_{C,TLM}$ kann wegen der vereinfachten Abschätzung der Radius-unabhängigen Kontaktwiderstände auftreten. Dies verdeutlicht die Schwierigkeit von TLM-Messungen an getaperten Nanodrähten, wo Kontakt- und Drahtwiderstand unabhängig voneinander beeinflusst werden, jedoch gleichzeitig gemessen werden. Hier zeigen sich klare Vorteile bei der Vermessung mittels des MT-STMs, da die Strominjektion klar von der Potentialmessung getrennt werden kann.

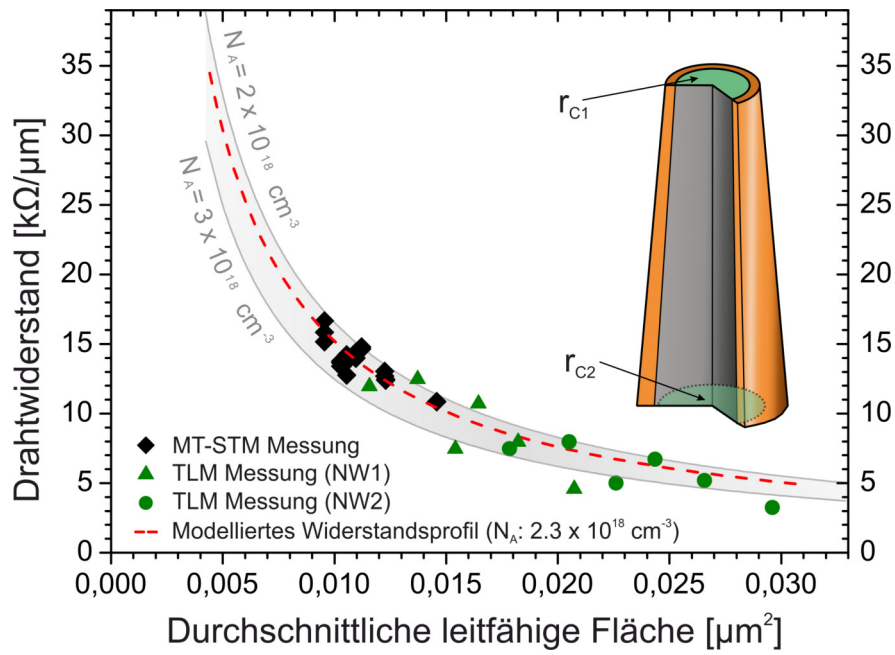


Abbildung 6.6 – Zur Vergleichbarkeit der erzielten Messdaten wurde der ermittelte Bahnwiderstand über die durchschnittliche, zur Leitung beitragende, Fläche aufgetragen (Gleichung (6.3)). Von den mittels TLM ermittelten Widerständen wurden die jeweils an der Messung beteiligten Kontaktwiderstände abgezogen und um ein Drittel korrigiert. Das modellierte Widerstandsprofil für eine Dotierstoffkonzentration von $2.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist als rot gestrichelte Linie dargestellt. Die graue Fläche umfasst den modellierten Widerstandsbereich zwischen einer Dotierung von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Entnommen aus [144].

6.2 Temperaturabhängiger Dotierstoffeinbau in GaAs-Nanodrähten

An Hand der elektrischen Charakterisierung von Proben A, B und C (Wachstumsverlauf siehe Seite 56ff.) wurde ein temperaturabhängiger Dotierstoffeinbau festgestellt. Die untersuchten Drähte unterschieden sich nur in der Temperatur des mit DEZn gewachsenen p-dotierten GaAs-Nanodraht-Segments. Alle anderen Parameter waren identisch. Abbildung 6.7 zeigt den schematischen Messaufbau sowie die drei Widerstands- und Dotierprofile der Proben A, B und C.

6.2.1 Widerstandsprofile

Das Widerstandsprofil entlang des Nanodrahts von Proben A weist ein nahezu lineares Verhalten mit einer mittleren Steigung¹ von etwa $8,4 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ auf (Abb. 6.7(b)). Durch die Verjüngung nimmt jedoch die Steigung des Widerstandes zur Basis des Nanodrahts leicht ab. Eine detaillierte Auswertung von Proben A ist in Kapitel 6.1 dargestellt. Mit Gleichung (3.5) wurde festgestellt, dass die Dotierstoffkonzentration entlang des Nanodrahts konstant bei einem Wert von $2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ lag.

Abbildung 6.7(c) zeigt die Messwerte des Widerstands von Proben B und die entsprechende berechnete Dotierung. Die Stärke der Dotierung wurde im p-dotierten Bereich zu $7,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Die Basis der Nanodrähte von Probe B wurden als bewusst intrinsisches Segment gewachsen. Dennoch wurde das Transportmodell (3.5) angewendet und eine Dotierungskonzentration von maximal $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ermittelt, was auf eine vollständige Verarmung des Drahtes hinweist.

Die Auswertung der MT-STM-Messungen des Proben A zeigt zwei Segmente mit unterschiedlichen Widerstandsanstiegen (Abb. 6.7(d)). Die Abwesenheit von Dotierstoffen führt zu einem schwach leitfähigen Teil am Sockel der Drähte. Im p-dotierten Segment wurde eine Dotierstoffkonzentration von $1,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt.

Zur Verdeutlichung der Auswirkung der Wachstumstemperatur auf den Dotierstoffeinbau, werden in Tabelle 6.1 im nächsten Unterkapitel die Temperaturen, Wachstumsraten und Dotierstoffkonzentrationen der drei Proben A, B und C gegenübergestellt.

¹Steigung in der Mitte der Kurve, berechnet aus maximaler ($0 < x < 5 \mu\text{m}$) und minimaler ($8 < x < 11 \mu\text{m}$) Steigung.

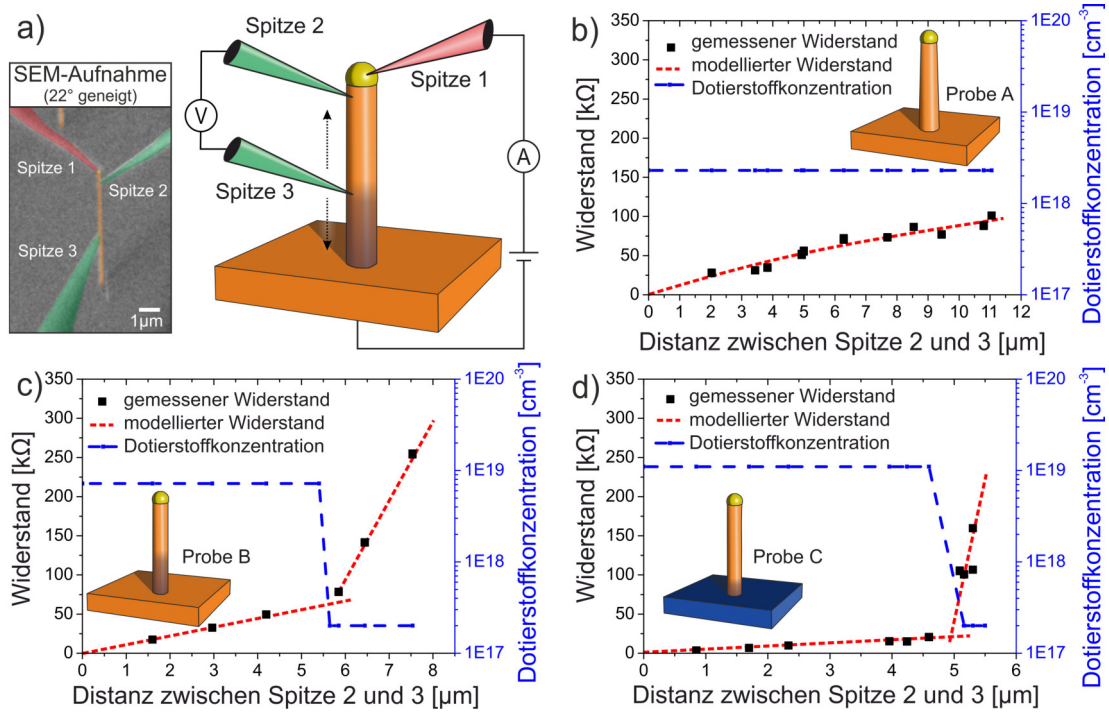


Abbildung 6.7 – Widerstands- und Dotierprofil von Proben A, B und C. (a) Schematische Darstellung des Messablaufs mit eingefärbter SEM-Aufnahme. (b) Proben A: Konstante Dotierstoffkonzentration über die gesamte Nanodraht-Länge; der nicht-lineare Verlauf des Widerstandsprofils ist eine Folge des starken Taperings. (c) Proben B: Widerstands- und Dotierstoffprofil zeigen zwei Bereiche: eine leitfähige, p-dotierte Nanodraht-Spitze und einen hochohmigen, undotierten Nanodraht-Sockel. (d) Proben C: Wie bei Proben B sind zwei Bereiche im Widerstands- und Dotierprofil erkennbar.

6.2.2 Diskussion der Ergebnisse

Werden die Wachstumsraten (WR) sowie die gemessenen Dotierstoffkonzentrationen auf die Werte von Proben A normiert (siehe Tabelle 6.1), wird ein inverser Zusammenhang zwischen WR und Dotierstoffkonzentration deutlich. Mit dieser Erkenntnis ist es möglich, während des Wachstums auch durch eine Änderung der Temperatur eine bestimmte Dotierung einzustellen.

Eine Erklärung für diese Beobachtung findet sich in der Präkursorzerlegung, die im Temperaturbereich des Nanodraht-Wachstums stark und selektiv temperaturabhängig ist. Während DEZn bei $T = 400^\circ\text{C}$ vollständig zerlegt ist [145], erfordert eine vollständige Pyrolyse von TMGa deutlich höhere Temperaturen [146]. Darüber hinaus ist für die GaAs-Nanodraht-Dotierung bekannt, dass, bei konstantem TMGa-Angebot, die Nanodraht-Dotierung linear mit dem DEZn-Angebot skaliert [40]. Diese Befunde führen zu dem Schluss, dass je nach Wachstumstemperatur unterschiedliche effektive

6.2 Temperaturabhängiger Dotierstoffeinbau in GaAs-Nanodrähten

Tabelle 6.1 – Gegenüberstellung von Wachstumsrate (WR) und Dotierstoffkonzentration (n_A). Die WR wurden aus den geometrischen Daten der einzelnen Nanodrähte ermittelt. n_A wurde aus den gemessenen Widerstandsprofilen der p-dotierten Nanodraht-Segmenten errechnet. Der Vergleich von n_A und WR zeigt eine inverse Proportionalität, was sich auf die erhöhte Pyrolyse des Ga-Präkursors TMGa bei gleichbleibendem Dotierstoffeinbau zurückführen lässt.

Wachstums- temperatur [°C]	Wachstums- rate (WR) [$\mu\text{m}/\text{min}$]	normierte Wachstumsrate (auf Probe A)	Dotierstoff- konzentration (n_A) [cm^{-3}]	normierte Dotierstoffkon- zentration (auf Probe A)
450	0,67	1	$2,3 \cdot 10^{18}$	1
410	0,22	1:3,0	$7,2 \cdot 10^{18}$	3,1:1
400	0,15	1:4,5	$1,1 \cdot 10^{19}$	4,8:1

Ga/Zn-Verhältnissen während des Wachstums vorliegen. Dadurch kommt es bei höheren Temperaturen aufgrund der steigenden Zersetzungsrate von TMGa zu einer größeren Wachstumsrate. Bei gleich bleibendem Dotierstoff-Angebot führt dies schließlich zu einer geringeren Dotierstoffkonzentration im Nanodraht.

6.3 Einfluss von Oberflächenzuständen auf den Ladungsträgertransport in Nanodrähten

Der kontaminationsfreie MOVPE-zu-UHV Transfer ermöglicht eine Untersuchung von Nanodrähten ohne oxidierte Oberfläche. So konnten Probe A und B direkt nach dem Wachstum und zusätzlich nach einer mehrmonatigen Oxidation an Umgebungsluft vermessen werden. Der Ladungsträgertransport in ausreichend dotierten Nanodrähten findet in einem breiten Leitungskanal im Kern des Drahtes statt. Eine Veränderung der Oberflächenzustände aufgrund von Oxidierung hat einen Einfluss auf die Bandverbiegung. Je höher das Oberflächenpotential, desto kleiner wird der Leitungskanal. Die genauen Eigenschaften der Nanodraht-Oberfläche der UHV-transferierten Proben können nicht so einfach aus unseren Daten oder Literaturquellen entnommen werden. Wegen der Wasserstoffatmosphäre während des Wachstums ist eine Wasserstoff-terminierte Nanodraht-Oberfläche denkbar. Jedoch könnte die Oberfläche ebenso kein Wasserstoff gebunden haben und/oder rekonstruiert sein. Die Interpretation wird zudem durch die Tatsache verkompliziert, dass die Nanodraht-Oberfläche nicht nur aus einem Facettentyp besteht (siehe Kapitel 3.1 und 3.2). Erschwerend kommt hinzu, dass keine relevante Untersuchungen von GaAs{112} Oberflächen in der Literatur zu finden sind. Einzig die theoretische Arbeit von Chahangirov et al. zeigt, dass Wasserstoff-passivierte GaAs{112} Oberflächen keine Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke ausweisen [112]. Daher wird im Folgenden davon ausgegangen, dass die UHV-transferierten Proben nur eine sehr kleine Oberflächenzustandsdichte besitzen, wodurch das Oberflächenpotential nahezu Null wird. Des Weiteren fanden Jacobi et al. heraus, dass GaAs{112} Oberflächen aus {110}, {111}, $\{\overline{113}\}$ und {124} Nano-Facetten bestehen [95]. In der vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften der {110} Facetten berücksichtigt, welche den größten Anteil bei den {112} Oberflächen haben [95]. Für oxidierte GaAs{110} Oberflächen wird ein Oberflächenpotential von rund 0,5 V angenommen. Es gilt zu beachten, dass jede Behandlung (Ionenbeschuss (Sputtern), Ätzen oder Oxidation) der GaAs{110} Oberfläche zu einem drastischen Anstieg der Oberflächenzustandsdichte innerhalb der Bandlücke führt. Dies resultiert für p-dotiertes Material in einem Fermi-Level-Pinning von etwa 0,45 bis 0,55 eV oberhalb des Valenzbandes [105]. Die Resultate aus Kapitel 6.2 und 6.3 wurden in Ref. [147] publiziert.

6.3.1 Gegenüberstellung UHV-transferierter und oxidierten Proben

Den Einfluss der Oberflächenzustände wird nachfolgend an Hand der Probentypen A und B gezeigt. Beide Proben wurden nach dem Wachstum mittels UHV-Transfer oxid- und kontaminationsfrei zum MT-STM gebracht. Nach der erfolgreichen Vermessung (Aufnahme von Widerstandsprofilen) wurden die Proben rund vier Monate an Luft gelagert, bevor sie wieder ins UHV des MT-STM geschleust wurden. Danach wurde eine erneute Charakterisierung durchgeführt, wobei jedoch nicht dieselben Drähte untersucht werden konnten. Hochaufgelöste SEM Aufnahmen von allen vermessenen Nanodrähte bestätigten jedoch eine sehr ähnliche Geometrie, wodurch Differenzen aufgrund von geometrischen Unterschieden ausgeschlossen werden konnten.

In Abbildung 6.8 ist der Widerstandsverlauf entlang des Drahtes von Probentyp A vor und nach der Oxidation zu sehen. Hierbei lässt sich nur eine kleine Änderung des Widerstandsprofils erkennen, wobei die spezifischen Widerstandswerte vor Oxidation rund 30 % (von rund $8,4 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ auf $11 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$) niedriger ausfallen, als nach der Lagerung an Luft. Da die untersuchten Nanodrähte von derselben Probe stammen, ist davon auszugehen, dass ihre Dotierung identisch ist.

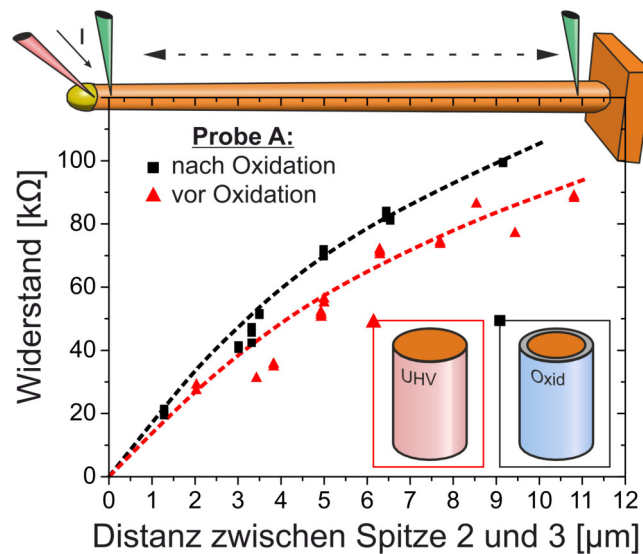


Abbildung 6.8 – Axiale Widerstandsprofile vor und nach der Oxidation von Probentyp A. Aufgrund von Oberflächenzuständen innerhalb der Bandlücke nach der Lagerung an Luft steigen die Widerstandswerte der Nanodrähte an. In den Bildern rechts unten ist schematisch der Einfluss der Oxidation auf den leitfähigen Kern (orange) und die Verarmungszone (blau) illustriert.

Die Ermittlung der Dotierung mittels der Transportgleichung ist nur möglich, wenn unterschiedliche Oberflächenpotentiale Φ_{SS} angenommen werden. Bei oxidierten GaAs-Probe

ist Φ_{SS} mit 0,5 V aus der Literatur bekannt. Hierbei resultiert das Widerstandsprofil in einer konstanten Dotierstoffkonzentration von $2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Kapitel 6.2). Der Kurvenverlauf mit dieser Dotierstoffkonzentration lässt sich für den nicht-oxidierten Nanodraht nur modellieren, wenn $\Phi_{SS} \leq 0,02 \text{ V}$ angenommen wird. Eine Änderung des Oberflächenpotentials von 0,02 V (vor Oxidation) auf 0,5 V (nach Oxidation) führt zu einer Verbreiterung der oberflächennahen Raumladungszone von 3,5 nm auf 18 nm, wodurch der leitfähige Querschnitt der Nanodrähte sinkt, was im rund 30%igen Widerstandsanstieg resultiert.

Die Widerstandsprofile von Probenotyp B vor und nach der Oxidation weisen einen größeren Einfluss der Oberflächenzustände auf. Auch hier konnte nicht ein und derselbe Nanodraht vor und nach der Oxidation vermessen werden. Da jedoch in der Auswertung ihre (fast identische) Geometrie berücksichtigt wird und sie sich in unmittelbarer Nähe auf der Probe befinden, ist ihr direkter Vergleich gerechtfertigt. Abbildung 6.9 zeigt, wie schon in Kapitel 6.2 beschrieben, zwei Segmente mit unterschiedlichen differentiellen Widerständen.

Wieder wird ein Anstieg von rund 30 % im p-dotierten Nanodraht-Bereich (hohe Leitfähigkeit) ermittelt. Die differentiellen Widerstände steigen von etwa $12 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ auf $16 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$, was wiederum den selben Ursprung (Vergrößerung der Raumladungszone) wie bei Probenotyp A hat. Im undotierten Bereich der Nanodrähte wurde jedoch ein um Faktor sechs höherer Widerstand gemessen: Nachdem die Drähte aus der MOVPE-Umgebung ins UHV transferiert wurden, weisen sie einen differentiellen Widerstand von rund $100 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ auf, während er nach der Exposition an Luft $600 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ beträgt. Ähnliches wurde von Jabeen et al. [148] für niedrig-dotierte, MBE-gewachsene GaAs-Nanodrähte beobachtet. Sie mussten zwar ihre Drähte mit einer As-Hülle schützen, ermittelten aber einen Anstieg des Faktors zehn nach der Oxidation und vermuteten ebenfalls, dass Oberflächeneffekte die Hauptrolle hierfür spielen.

6.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Da es aufgrund des Wachstumsablaufs nicht komplett ausgeschlossen werden kann, dass eine nicht beabsichtigte dotierte Hülle um den undotierten Sockel des Nanodrahts gewachsen ist, wird ein Ladungsträgertransport durch eine p-dotierte Hülle ebenfalls betrachtet (siehe Abbildung 6.10). Hierbei wurde von einer konstanten Hüllenstärke von 15 nm, basierend auf den Tapering-Ergebnissen, mit unbekannter Dotierstoffkonzentration ausgegangen. Natürlich muss auch hier eine Verarmungszone berücksichtigt werden, was zu einem ringförmigen Leitungs kanal führt. Bei Variation der Akzeptor-dotierungsstärke N_A fällt auf, dass es keinen Wert gibt, welcher alle experimentellen

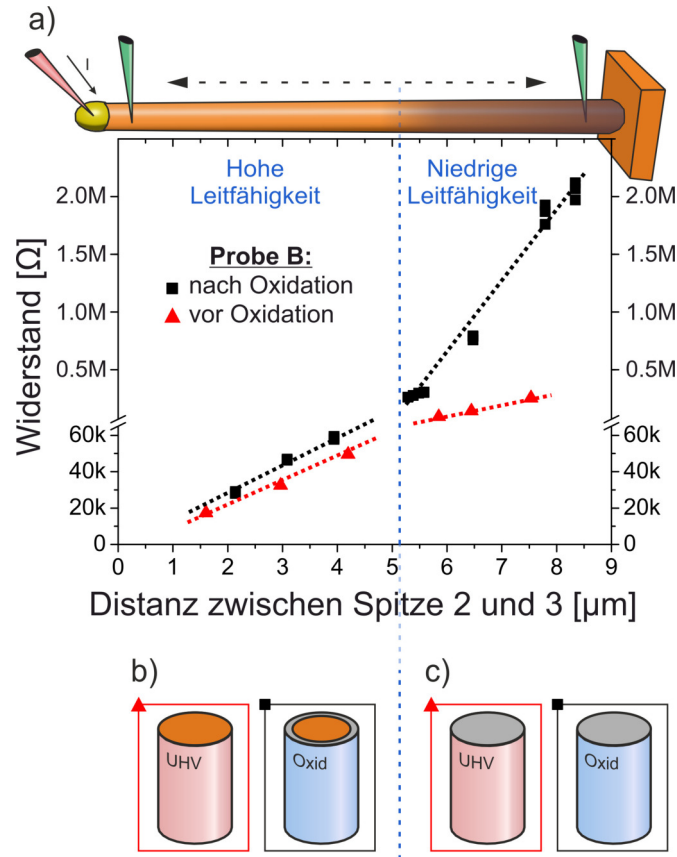


Abbildung 6.9 – (a) Axiale Widerstandsprofile vor und nach der Oxidation von Proben-typ B. Aufgrund von Oberflächenzuständen innerhalb der Bandlücke nach der Lagerung an Luft steigen die Widerstandswerte der Nanodrähte an. (b) Schematische Darstellung des Einflusses der Oberflächenterminierung auf den leitfähigen Kern (orange) und die Verarmungszone (blau) im p-dotierten Bereich. (c) Schematische Darstellung des Einflusses der Oberflächenterminierung im undotierten Bereich ohne leitfähigen Kern. Hier muss der Transport der Ladungsträger über die unterschiedlich terminierten Oberflächen stattfinden.

Beobachtungen mittels reiner Volumenleitung gleichzeitig erklärt. Zudem gilt für den oxidierten Nanodraht zu beachten, dass eine Dotierstoffkonzentration von mindestens $3,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nötig ist, um eine vollständige Verarmung der parasitären Hülle auszuschließen. Um die Problematik anschaulicher zu beschreiben, werden nachfolgend verschiedene Szenarien diskutiert.

Die Annahme einer hohen Hüllendotierung von $7,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ würde der Dotierung des oberen p-Bereichs und den Beobachtungen von Proben-typ A (gleiche Dotierung in Hülle und Kern) entsprechen. Bei einer Hüllendicke von rund 15 nm und trotz Berücksichtigung der sich ausbildenden Verarmungszone würde dies jedoch zu einer viel höheren Leitfähigkeit führen (siehe Abbildung 6.10(b) und (c)). Wird die angenommene Dotier-

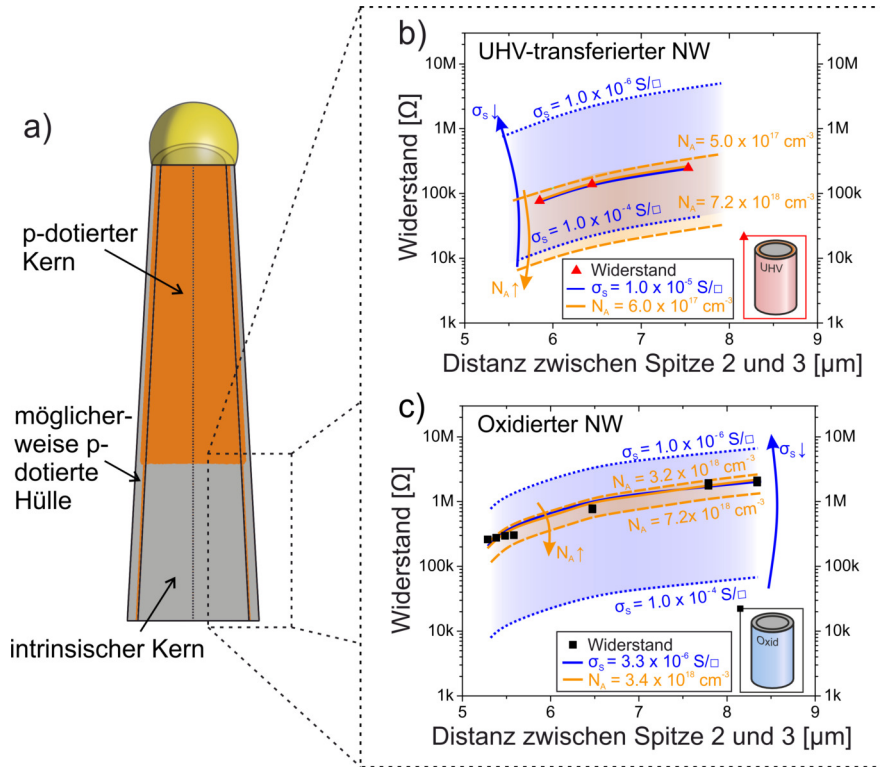


Abbildung 6.10 – Oberflächenleitung vs. Hüllenleitung am Nanodraht-Sockel von Proben typ B. (a) Schematische Darstellung der Annahme einer parasitär gewachsenen, dotierten Hülle um den undotierten Sockel des Nanodrahts. (b) Modellierung des Widerstandsprofils im UHV-transferierten Fall. Gegenüberstellung von Oberflächenleitfähigkeit und Leitung durch die parasitäre Hülle. (c) Selbe Darstellung wie in (b) mit den Widerstandswerten nach der Oxidation.

stärke verringert, so könnten die Messungen über eine Hüllenleitung erklärt werden; allerdings nur mit unterschiedlichen Werten für den UHV-transferierten und oxidierten Fall (siehe Abbildung 6.10(b) und (c)). Da dies auszuschließen ist, bleiben nur zwei mögliche Szenarien übrig. Die eine Möglichkeit ist, dass die gemessenen Widerstände rein mittels Oberflächenleitung zustande kommen, wodurch die Hülle entweder undotiert oder vollständig verarmt sein müsste. Die Alternative hierzu wäre, dass die Hülle eine Dotierung von $6,0 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ aufweist. Bei diesem Wert würde im UHV-transferierten Fall die Leitung in der Hülle stattfinden. Folglich wäre im oxidierten Fall die Hülle vollständig verarmt und der Ladungsträgertransport verläuft über die Nanodraht-Oberfläche. In beiden Fällen spielt die Oberfläche des Nanodrahts offensichtlich eine entscheidende Rolle und muss genauer betrachtet werden. Nachdem bekannt ist, dass eine Oxidation die Oberflächenzustandsdichte innerhalb der Bandlücke ändert, kann dies als geeignete Erklärung für den erhöhten differentiellen Widerstand nach Exposition an Luft dienen.

6.3 Einfluss von Oberflächenzuständen auf den Ladungsträgertransport

Wird jedoch nun die Oberflächenleitung nach Oxidation betrachtet, so sind die Werte um Größenordnungen höher (rund $3,3 \cdot 10^{-6} S$), als in der Literatur zu finden (etwa $1 \cdot 10^{-9} S$) [102, 149, 150]. Somit sind die in dieser Arbeit ermittelten Widerstände auf der einen Seite zu klein für eine reine Oberflächenleitung, gleichzeitig jedoch zu groß für die Leitung über eine unbeabsichtigte dotierte parasitäre Hülle. Dies verdeutlicht die Komplexität des Ladungsträgertransports in Nanodrähten, welche radiale und/oder axiale Heterokontakte beinhalten.

Da die Oberflächenleitfähigkeit sehr sensibel auf unterschiedliche Oberflächenterminierung oder -rekonstruktionen reagiert, können schon kleinste Änderungen während des Wachstumsprozesses große Auswirkungen haben. Bei dieser Probe zeigt sich die Sensitivität der Nanodraht-Leitfähigkeit auf verschiedene Oberflächenterminierungen (UHV-transferiert bzw. oxidiert) vor allem in der unbeabsichtigt gewachsenen und vermutlich dotierten Hülle. Wie bereits diskutiert, findet in ihr keine Volumenleitung statt, beeinflusst jedoch deutlich den oberflächennahen Ladungsträgertransport.

Weitere Untersuchungen, wie z. B. temperaturabhängige Leitfähigkeitsmessungen oder eine genaue Analyse der Nanodrahtoberfläche mittels der Rastertunnelmikroskopie und/oder -spektroskopie, könnten helfen, das Verständnis weiter zu verbessern.

6.4 Ladungsträgertransport zwischen Nanodraht-Kern und -Oberfläche

Bisher wurde lediglich der Ladungsträgertransport in vollständig dotierten oder nicht dotierten Nanodraht-Segmenten betrachtet. In Kapitel 6.3 wurde zudem der abrupte Übergangsbereich zwischen dotiertem und undotiertem Bereich genauer untersucht. Allerdings bleibt die Frage offen, wie der Transport der Ladungsträger vom Kerninneren zur Oberfläche abläuft. Um dies zu klären, wurde Probenotyp D (Wachstumsverlauf siehe Seite 59) von Matthias Steidl an der Universität Duisburg-Essen gewachsen und am Forschungszentrum Jülich von Stefan Korte im MT-STM charakterisiert. Basierend auf den Ergebnissen wurde unter der Federführung von Stefan Korte und Bert Voigtländer ein Modell entwickelt, welches wir in enger Zusammenarbeit und langer, fruchtbarer Diskussion gemeinsam publizieren konnten [150]. Mit diesem Modell können alle beobachteten Phänomene erklärt und der Ladungsträgertransport vom Nanodraht-Kern zur Oberfläche für unterschiedliche Dotierungen beschrieben werden.

6.4.1 Widerstands- und Dotierprofil

Abbildung 6.11(a) zeigt schematisch die Messanordnung am Nanodraht sowie das dazugehörige Widerstandsprofil. Bedingt durch den Wachstumsverlauf sind drei Bereiche zu erkennen. Der Sockel des Drahtes (Region 3) weist eine hohe Widerstandsänderung von rund $0,35 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$ auf. Darauf folgt eine Übergangsregion (Region 2), worin der Widerstand sogar noch stärker ansteigt ($2 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$). Erwartungsgemäß hat das p-dotierte Nanodraht-Segment (Region 1) die geringste Widerstandsänderung, was auf eine erfolgreiche Dotierung hinweist.

Um diese extrem unterschiedlichen Widerstände in den Regionen besser zu verstehen, wird das radiale Banddiagramm der jeweiligen Bereiche genauer betrachtet. Nachdem die Drähte während der Untersuchung bereits oxidiert waren, müssen Verarmungsbereiche berücksichtigt werden (siehe Abb. 6.11(b)). Das Banddiagramm von Region 1 enthält neben dem leitfähigen Nanodraht-Kern auch einen zur Oberfläche hin verarmten Bereich, welcher das Valenz- sowie Leitungsband an der Position der Oberflächenzustände nach unten zieht (Fermi-Level-Pinning). Mittels der Transportgleichung (3.5) konnte eine Dotierstoffkonzentration von $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ermittelt werden, wobei eine Verarmungszone von rund 18 nm Tiefe berücksichtigt wurde.

Das Transportmodell erreicht seine Grenze, sobald der leitfähige Querschnitt, aufgrund von zu geringer Dotierung, verschwindet. Dies geschieht am Übergang von Region 2 zu Region 3 und ist in Abbildung 6.11(d) als radiales Banddiagramm dargestellt. Bei

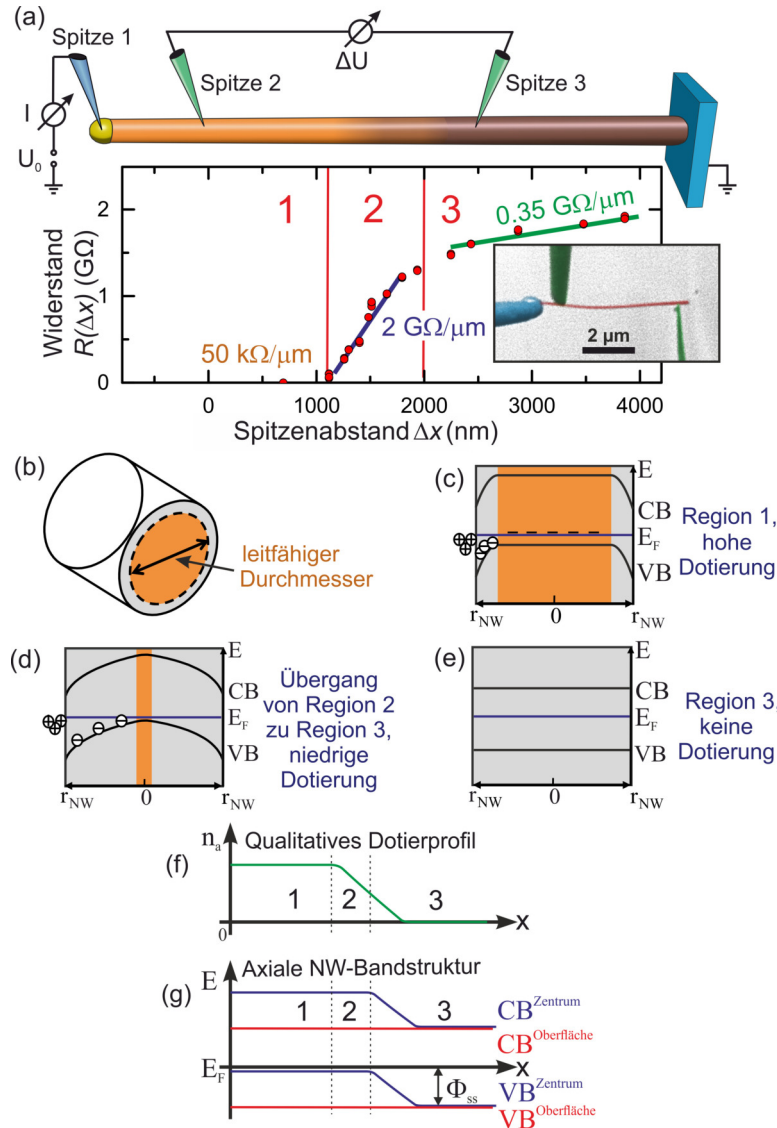


Abbildung 6.11 – (a) Das Widerstandsprofil von Probenotyp D zeigt drei Regionen mit verschiedenen differentiellen Widerständen. Region 1 weist mit $50 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ die größte Leitfähigkeit auf. Region 2 und 3 sind mit $2 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$ bzw. $0,35 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$ deutlich hochohmiger. (b) Schematische Darstellung eines Nanodrahts und des durch eine oberflächennahe Verarmungszone eingeschnürten leitfähigen Kerndurchmessers. (c-e) Radiale Banddiagramme der drei Regionen. (f) Axiales qualitatives Dotierprofil. (g) Dem Dotierprofil zugehöriges axiales Banddiagramm. Modifizierte Abbildung aus [150].

noch niedrigerer Dotierung bewegt sich das Valenzband selbst im Kern vom Fermi-Level weg und eine Flachbandsituation tritt ein. Hierbei ist das Valenzband nun um rund $\Phi_{SS} = 0,5 \text{ eV}$ unterhalb des Fermi-Levels, was bei einem reinen Volumenmaterial einer Dotierung von 10^{11} cm^{-3} entspricht. Dies würde jedoch zu einem viel höheren differentiellen Widerstand pro Länge führen, als die beobachteten $0,35 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$. In die-

ser Situation muss der Ladungsträgertransport in einem Leitungskanal parallel zum Nanodraht-Kern verlaufen. Der wahrscheinlichste Transportweg ist, wie schon bei Proben B und C, die Nanodraht-Oberfläche [147]. Wird der gemessene Widerstand von $0,35 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$ als reiner Oberflächenwiderstand betrachtet, kann (unter Berücksichtigung des Nanodraht-Durchmessers am Sockel) eine Flächenleitfähigkeit von $7,3 \cdot 10^{-9} \text{ S}/\square$ ermittelt werden. Dieser Wert passt sehr gut zu den Oberflächenleitfähigkeiten von oxidiertem semi-isolierendem GaAs im $10^{-9} \text{ S}/\square$ -Bereich, weicht jedoch von dem in Probe B ermittelten Wert ab. Der Grund hierfür wird in der unterschiedlichen Stärke des Taperings vermutet. Wohingegen bei Probe B der TP bei $5 \cdot 10^{-3}$ liegt, ist er bei Probe D weniger als halb so groß. Das bedeutet, dass der oben gewachsene p-dotierte Bereich des Nanodrahts bei Probe D das undotierte Segment nur marginal überwächst und somit nicht beeinflusst.

In Abb. 6.11(f) ist qualitativ das Dotierprofil des Drahtes dargestellt. Einem konstant p-dotiertem Segment an der Nanodraht-Spitze (Region 1) folgt ein Übergangsbereich mit stark abnehmender Dotierung (Region 2). Am Sockel des Drahtes befindet sich ein sehr niedrig bzw. undotierter Bereich, gekennzeichnet als Region 3. Das dazugehörige axiale Banddiagramm ohne angelegte Spannung ist in Abb. 6.11(g) zu finden. Aufgrund des Fermi-Level-Pinnings bleibt die Position des Valenz- und Leitungsbands an der Oberfläche des Nanodrahts ($VB^{Oberfläche}$) und $CB^{Oberfläche}$) konstant entlang des Drahtes. Im Zentrum des Nanodrahts löst sich das Valenzband vom Fermi-Level, sobald die Dotierung einen kritischen Wert unterschreitet (Beginn von Region 3) und erreicht schließlich einen Wert von Φ_{SS} unterhalb des Fermi-Levels.

Das in Abbildung 6.11(a) dargestellte Widerstandsprofil wurde an Hand der Steigungen der I-V-Kennlinien ($R_{V\downarrow}$ in Abbildung 6.12(a-d)) ermittelt. Jedoch stellte sich heraus, dass je nach Position der variablen Potentialmessspitze sich die I-V-Kennlinien voneinander unterscheiden. Die einzelnen Verläufe sind in Abbildung 6.12 aufbereitet. Innerhalb des höher dotierten Bereichs (Region 1) wird eine lineare I-V-Kennlinie gemessen. Sobald die Spitzen die Potentiale unterschiedlicher Regionen messen, wird die I-V-Kennlinie nicht-linear. Hier sind nun drei Parameter bestimmbar: Der Widerstand bei geringer angelegten Spannung ($R_{V\downarrow}$, rote Linie), Widerstand bei hoher angelegter Spannung ($R_{V\uparrow}$, orange Linie) und die Offsetspannung (U_{Offset} , blau markierter Achsenabschnitt), welche nötig ist, um vom hochohmigen zum niederohmigeren Leitungskanal² zu gelangen. Dieser komplexe Vorgang wird später im Detail erklärt. In Abbildung 6.12(e) ist die Offset-Spannung über den Spitzenabstand aufgetragen. In Region 1 beträgt die

²unterschiedliche Bereiche der nicht-linearen I-V-Kennlinie, gekennzeichnet als $R_{V\downarrow}$ und $R_{V\uparrow}$

6.4 Ladungsträgertransport zwischen Nanodraht-Kern und -Oberfläche

Offset-Spannung 0 V, steigt im weiteren Verlauf an (Region 2) und sättigt mit rund 600 mV zu Beginn von in Region 3.

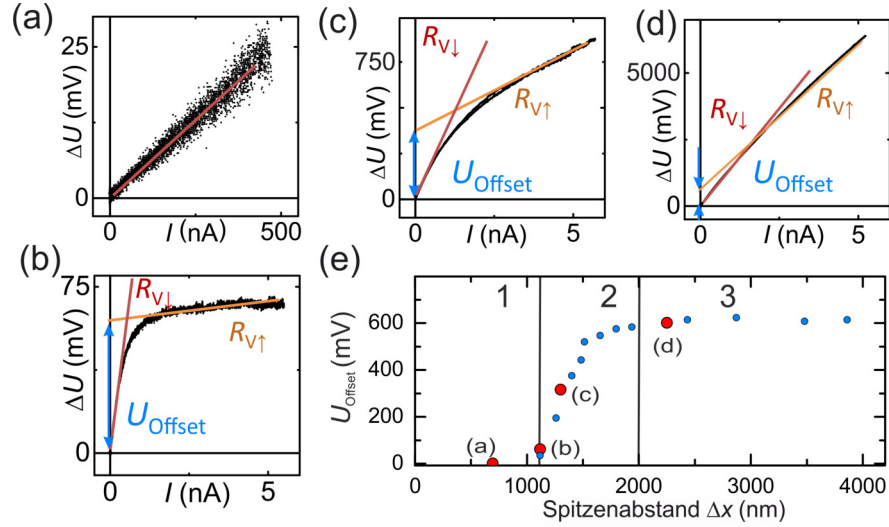


Abbildung 6.12 – (a-d) 4-Punkt-Messungen mit unterschiedlicher Spitzenposition von Spitze 3: (a) Region 1, (b) und (c) Region 2, (d) Region 3. (e) Verlauf der Offset-Spannung entlang des Nanodrahts mit klar unterscheidbaren Regionen. In Anlehnung an [150].

In Abbildung 6.11(a) sind die Widerstandswerte von $R_{V\downarrow}$ aufgetragen, allerdings unterscheidet sich der Verlauf des Widerstandsprofils qualitativ nicht von dem mit $R_{V\uparrow}$, außer in Region 2: Mit $R_{V\downarrow}$ beträgt die Steigung ca. $2 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$, wird $R_{V\uparrow}$ zur Auswertung genutzt, ist die Steigung in Region 2 mit $1,25 \text{ G}\Omega/\mu\text{m}$ deutlich geringer. Dies resultiert in einem konstanten Widerstandsunterschied von rund $500 \text{ M}\Omega$ in Region 3.

6.4.2 Modell zur Beschreibung des Ladungsträgertransports

Nachdem die Ergebnisse ausführlich vorgestellt wurden, folgt nun das physikalische Modell zur Beschreibung des Ladungsträgertransports vom Inneren des Drahtes zur Oberfläche sowie die Erklärung des erhöhten Oberflächenwiderstands von Region 2 verglichen mit Region 3.

In Abbildung 6.13 wird zunächst auf die Erstellung eines Ersatzschaltbildes eingegangen. Unabhängig von der Stärke der Dotierung, ist die Oberfläche von Nanodrähten immer ein Leitungskanal für Ladungsträger. Daher wurde in Abbildung 6.13(a) ein axiales Ersatzschaltbild skizziert, zunächst ohne den Transportweg im Drahtinneren zu berücksichtigen. Der Transport über die Oberfläche ist ohmsch, jedoch, wie in Abbildung 6.11(a) festgestellt, mit unterschiedlichem Widerstand. Daher wurde jeweils ein repräsentativer Widerstand pro Region gewählt.

6 Axialer Ladungsträgertransport in Nanodrahtstrukturen

In Abb. 6.13(b-c) ist das radiale Banddiagramm am Übergang von Region 2 zu 3 dargestellt. Zudem ist die Oberflächenzustandsdichte in grün angedeutet. Ohne angelegte Spannung 6.13(b) sind das Valenz- und Leitungsband zur Nanodraht-Oberfläche hin verbogen (Fermi-Level-Pinning) und ein Transport von Ladungsträgern vom Inneren des Kerns zur Oberfläche ist unterbunden. Dies kann durch eine angelegte Spannung von $\Delta U_2 = \Phi^{SS} \approx 0,6V$ (6.13(c)) aufgehoben werden. In diesem Fall wird eine radiale Flachbandsituation erreicht, wodurch der Ladungsträgertransport ermöglicht wird.

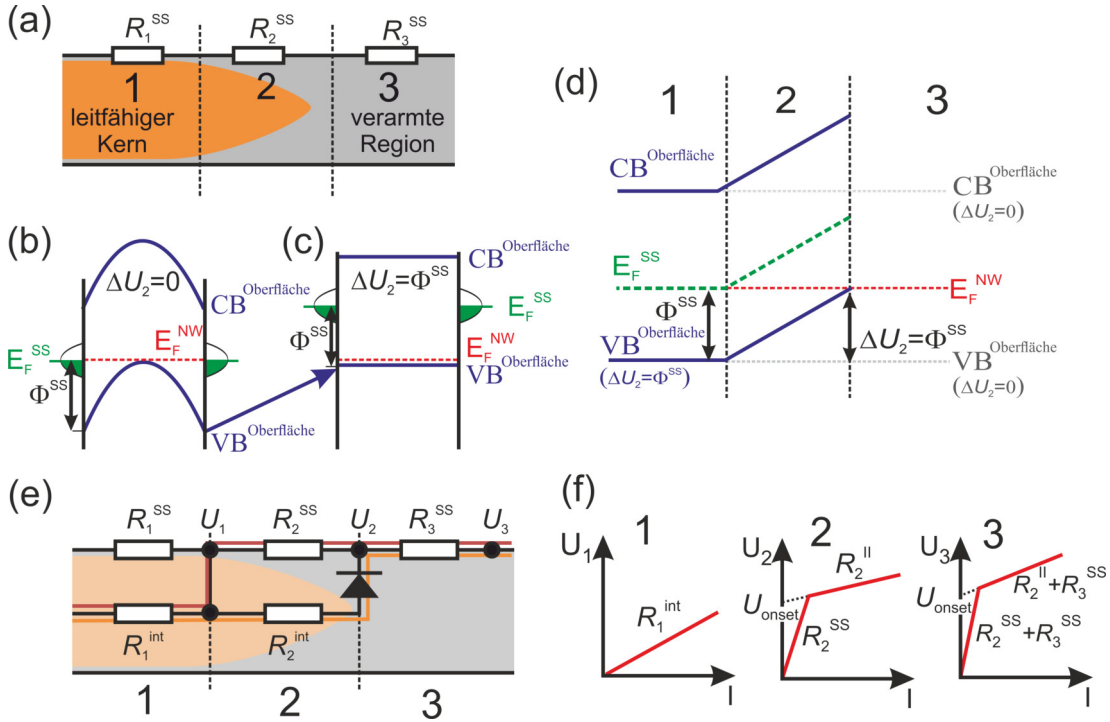


Abbildung 6.13 – Banddiagramm und elektronisches Ersatzschaltbild von Probenotyp D. (a) Axiales Ersatzschaltbild mit Oberflächenwiderständen, dem leitfähigen Kern (orange) und der verarmten Zone (grau). (b) Radiales Banddiagramm vom Übergang von Region 2 zu 3 ohne angelegte Spannung. (c) Radiales Banddiagramm mit angelegter Spannung $\Delta U_2 = \Phi^{SS}$. (d) Axiales Banddiagramm ohne angelegte Spannung (grau) und mit angelegter Spannung $\Delta U_2 = \Phi^{SS}$ (blau). (e) Vollständiges Ersatzschaltbild mit der Verbindung von Kernleitung zu Oberflächenleitung. Direkte Verbindung in Region 1, aufgrund der geringen Verarmungszone; Verbindung über Diode als nicht-lineares Bauelement in Region 2. (f) Schematische Darstellung der mit diesem Ersatzschaltbild ermittelbaren I-V-Kennlinien der verschiedenen Regionen. Modifizierte Abbildung aus [150].

In Abbildung 6.13(d) wird nun der Verlauf des axialen Banddiagramms mit und ohne angelegte Spannung betrachtet. Ist $\Delta U_2 = 0V$, so herrscht das Fermi-Level-Pinning und das Valenzband verläuft mit einem Abstand von Φ^{SS} unterhalb des Fermi-Niveaus im Nanodraht-Kern (E_F^{NW}). Erst nach Anlegen einer Spannung von $\Delta U_2 = \Phi^{SS}$ werden

6.4 Ladungsträgertransport zwischen Nanodraht-Kern und -Oberfläche

in Region 2 die Bänder ($VB^{Oberfläche}$, $CB^{Oberfläche}$ und E_F^{SS}) nach oben verschoben. Damit wird an der Grenze von Region 2 zu Region 3 erreicht, dass das Valenzband der Oberfläche auf die gleiche Energie wie das Fermi-Level des Nanodraht-Kerns gehoben wird.

Selbstverständlich besitzt der Oberflächenwiderstand in Region 1 einen deutlich höheren Wert als der parallele Pfad durch den (dotierten) leitfähigen Kern. Daher wurde das Ersatzschaltbild aus 6.13(a) in Abb. 6.13(e) erweitert. Neben dem Ladungsträgertransport über die Nanodraht-Oberfläche verläuft parallel dazu in den dotierten Bereichen ein zweiter Leitungskanal im Kern. Zu Beginn von Region 2 ist, aufgrund der hohen Dotierung und der somit geringen Verarmungszonenbreite, ein Transfer der Ladungsträger von innen nach außen möglich. An der Grenze von Region 2 und 3 ist der Draht so gering dotiert, dass sich die Verarmungszone über den kompletten Nanodraht-Durchmesser ausbreitet. Hier kann ein Ladungsträgertransport zur Oberfläche nur stattfinden, wenn eine ausreichend hohe Spannung (U_{Offset}) angelegt wird. Dies wird im Ersatzschaltbild mit einer Diode beschrieben. Diese soll keinen pn-Übergang oder ähnliches darstellen, sondern ein nicht-lineares Bauelement. Anhand dieses Ersatzschaltbildes können ebenfalls die ermittelten IV-Verläufe in den jeweiligen Regionen nachgebildet werden (siehe 6.13(f)).

Nachdem nun die ermittelten Widerstandsprofile sowie I-V-Kennlinien erklärt werden können, muss noch geklärt werden, warum die Oberflächenleitfähigkeit in Region 2 niedriger ist als in Region 3. Hierzu werden die radialen Banddiagramme der Regionen 2 und 3 miteinander verglichen (siehe Abbildung 6.14).

Wie bereits beschrieben, bedeutet ein Ladungsträgeraustausch in einer p-dotierten Region ein Fluss an Löchern zu den Oberflächenzuständen. Die Oberflächenzustände werden dadurch positiv geladen, wohingegen die fehlenden Löcher eine negativ geladene Verarmungszone unterhalb der Nanodraht-Oberfläche ausbilden (6.14(a)). Für eine nativ-oxidierte GaAs-Oberfläche ist anzunehmen, dass sich die Zustandsdichte der Oberflächenzustände über mehrere hundert meV verteilt sowie eine niedrige Dichte besitzt [151]. Dies bedeutet bei einer niedrigen Dotierung (geringer Austausch von Löchern), dass sich das Fermi-Level der Oberflächenzustände (E_F^{SS}) von dem Ladungsträgerneutralitätslevel (E^{CNL}) um ϵ löst, wie in Abbildung 6.14(a) dargestellt. Bei der Energie ϵ unter E^{CNL} kann die Zustandsdichte der Oberflächenzustände deutlich niedriger sein als am CNL. Dieser Effekt kann der Grund für die niedrigere Leitfähigkeit der Oberfläche in Region 2, verglichen mit Region 3, sein. Die Reduktion des Fermi-Levels um ϵ führt auch

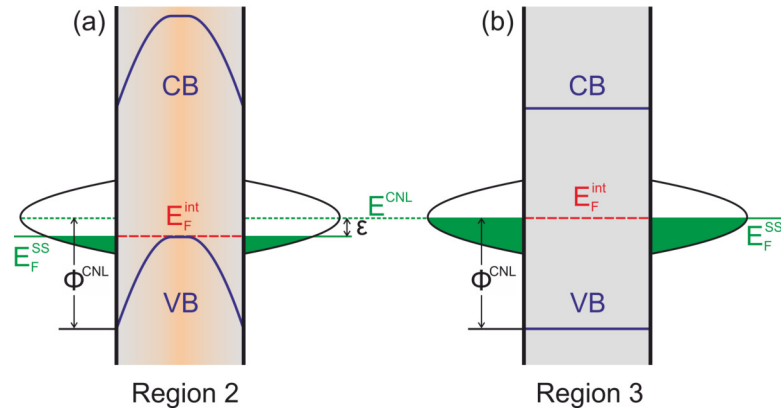


Abbildung 6.14 – Radiales Banddiagramm der Regionen 2 und 3 kombiniert mit der Oberflächenzustandsdichte. (a) Region 2: Aufgrund einer niedrigen Zustandsdichte (grün) und dem Ladungsträgeraustausch vom Nanodraht-Kern zur Oberfläche ist das Fermi-Level der Oberfläche vom Ladungsträgerneutralitätslevel gelöst. Die dadurch reduzierte Zustandsdichte bei E_F^{SS} , welche nun um ϵ bezüglich des E^{CNL} verschoben ist, führt zu einer reduzierten Oberflächenleitfähigkeit. (b) Der undotierte Teil des Nanodrahts (Region 3) beinhaltet keine freien Ladungsträger, welche mit den Oberflächenzuständen interagieren könnten. Daher resultiert das Banddiagramm in einer Flachbandsituation. Abbildung aus [150] entnommen.

zu einer Verringerung der Barriere des Valenzbandes zwischen Kern und Oberfläche des Nanodrahts. Dadurch wird die niedrigere Offset-Spannung in Region 2 erklärt. Je höher die Dotierung in Richtung Region 1 wird, desto niedriger wird die Barriere, bis sie an der Grenze zwischen Region 1 und 2 so gering wird, dass der Ladungsträgertransport von Kern zur Oberfläche ermöglicht wird.

6.5 Zusammenfassung des Kapitels

Um den Ladungsträgertransport in Nanodrähten hinreichend genau quantifizieren zu können, müssen spezielle Messmethoden verwendet werden. Hierbei wurden in der Vergangenheit meist TLM-Messungen durchgeführt, obwohl dieser Ansatz einige Nachteile und Herausforderungen birgt. Das MT-STM, welches in dieser Arbeit eingesetzt wurde, erwies sich im direkten Vergleich nicht nur als konkurrenzfähig, sondern zeigte mit seiner hohen Ortsauflösung und einer einfacheren Handhabung mit weniger Prozessschritten seine Vorzüge. Die ermittelten Ergebnisse beider Messmethoden von derselben GaAs-Nanodraht-Probe stimmen gut überein, wobei für die TLM-Messungen zunächst ein Modell für getaperte Nanodrähte entwickelt werden musste.

Nachdem das MT-STM als sinnvolles und akkurates Messinstrument identifiziert wurde, konnten die p-Dotierung verschieden gewachsener GaAs-Nanodrähte untersucht werden. Hierbei wurde ein Zusammenhang von Wachstumstemperatur und Dotierstoffeinbau (Dotierstoff-Präkursor: DEZn) gefunden. Es stellte sich heraus, dass die Pyrolyse des Gallium-Präkursors (TMGa) bei erhöhter Temperatur zunimmt, was zu einer erhöhten Wachstumsrate führt. Kombiniert mit einem gleichbleibenden Dotierstoffangebot während der Wachstumsphase, verändert sich so auch das Ga/Zn Verhältnis und die Dotierstoffkonzentration bei höheren Temperaturen im Nanodraht sinkt.

Sobald ein Nanodraht ausreichend stark dotiert ist (siehe Kapitel 3.2), findet der Ladungsträgertransport im Nanodraht-Kern statt. Wie gut die Leitung im Kern stattfinden kann, hängt von mehreren Aspekten ab. Einerseits natürlich von der Stärke der Dotierung, andererseits jedoch auch von der Beschaffenheit der Oberfläche. Letzteres zeigte sich erstmalig beim Vergleich von UHV-transferierten Drähten ohne Kontaminationen mit an Luft-gelagerten (oxidierten) Nanodrähten. UHV-transferierte Nanodrähte konnten nur ausgewertet werden, wenn eine Oberflächenzustandsdichte von nahezu Null angenommen wurde. Als Vergleich standen identisch dotierte Nanodrähte derselben Probe im oxidierten Zustand zur Verfügung. Hier ist bekannt, dass die Oberflächenzustände rund 0,5 eV oberhalb vom Valenzband platziert sind. Dies hatte zur Folge, dass die Leitfähigkeit der p-dotierten Nanodrähte durch die Oxidation um ca. 30 % abnahm.

Deutlicher war der Effekt bei nominell undotierten Nanodrähten sichtbar. Hier wurde eine Widerstandserhöhung aufgrund der Oxidation um Faktor sechs ermittelt. Bei diesen Nanodraht-Segmenten kann, aufgrund mangelnder freier Ladungsträger, der Transport nicht im Kern stattfinden. Als grundsätzlich immer vorhandener Leitungskanal (unabhängig von der Dotierstärke) wurde die Oberfläche ausgemacht. Die Leitfähigkeit dieses Kanals reagiert jedoch äußerst sensibel auf Veränderungen der Oberflächenbeschaffenheit. Im UHV-transferierten Zustand liegen die Oberflächenzustände anstatt innerhalb der

Bandlücke in Valenz- sowie Leitungsband des Halbleiters. Dadurch entsteht ein besserer Ladungsträgertransport als im oxidierten Fall, wo die Zustände als Rekombinationszentren in der Bandlücke (*traps*) fungieren und den Transport hindern.

Abschließend wurde der Transport von Ladungsträgern vom Nanodraht-Inneren zur Oberfläche untersucht. Je nach Art des axialen Dotierprofils treten verschiedene Situationen auf. Bei einem abrupten Übergang vom hochdotierten Bereich zu einem undotierten Bereich, spielt der Übergang von Kern zu Oberfläche kaum eine Rolle (Probentyp B und C). Die Ladungsträger können vom leitfähigen Kern durch die dünne Verarmungszone tunnelt und ihr Transport kann an der Oberfläche fortgesetzt werden. Dieser Übergang ist ohmsch und fällt in den Messungen nicht auf. Gibt es jedoch zwischen Kern- und Oberflächenleitung eine Region, wo das Dotierlevel sukzessive abnimmt, wird die Verarmungszone breiter und die Ladungsträger sind nicht mehr in der Lage zur Oberfläche zu gelangen (Probentyp D). Es zeigte sich, dass, je nach Dotierstoffkonzentration, eine Potentialdifferenz von bis zu 0,6 V nötig ist, um die radiale Barriere (Bandverbiegung der Verarmungszone) zu überwinden. Zudem fällt die Oberflächenleitung in diesem Zwischenbereich nochmals deutlich schlechter aus als in undotierten Bereichen. Dies ist mit der verringerten Oberflächenzustandsdichte am Fermi-Level zu erklären.

Kapitel 7

Ladungstrennende Kontakte in Nanodrahtstrukturen

In diesem Kapitel werden die für opto-elektronische Bauteile notwendige ladungstrennenden Kontakte in Nanodrahtstrukturen mittels des MT-STMs genauer untersucht. Zunächst werden axiale pn-Übergänge in GaAs-Nanodrähten vermessen. Hierbei sind neben der Extraktion von Diodenkenngößen auch Dotierprofile bestimmbar. Mittels Beleuchtung im MT-STM wird die Funktion des ladungstrennenden Kontakts überprüft werden. Die MT-STM-Messungen führten zudem dazu, dass die komplementären, optischen Untersuchungen (PL und CL) besser verstanden werden konnten.

Zur Gegenüberstellung wurden Nanodrähte mit radialem pn-Übergang, welche von der Universität Duisburg-Essen bereitgestellt wurden, ebenso untersucht. Zunächst stand die Bestimmung der n-dotierten InGaP-Hülle im Vordergrund bevor die Strom-Spannungs-Charakteristiken und EBIC-Signale untersucht wurden.

7.1 Axialer pn-Übergang in GaAs-Nanodrähten

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zu Probenotyp E (Wachstumsverlauf siehe Seite 60) vorgestellt. Für opto-elektrische Anwendungen sind ladungstrennende Kontakte essentiell. In Probe E wurde der ladungstrennende Kontakt mittels einem axialen pn-Übergang gelöst. Nach dem Wachstum der Drähte wurden diese UHV-transferiert und mit dem MT-STM umfassend charakterisiert. Zur elektrischen Untersuchung gehörten die Aufnahme von Widerstandsprofilen, die Berechnung von lokalen Idealitätsfaktoren der Diode und die Bestimmung der Schwellenspannung (engl. threshold voltage). Die optischen Untersuchungen wurden im MT-STM (Photostrom sowie Elektronenstrahl-induzierte Strommessung), bzw. am Helmholtz-Zentrum Berlin (Photo- und Kathodolumineszenz) durchgeführt.

Die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung wurde in Ref. [152] publiziert. Zudem konnte der Erkenntnisgewinn durch die Nutzung der komplementären Methoden (MT-STM und PL/CL) in Ref. [153] veröffentlicht werden.

7.1.1 Elektrische Charakterisierung

Von den UHV-transferierten Drähten wurden zunächst IV-Kurven (Zwei- und Vierpunkt) aufgenommen, um die elektrischen Eigenschaften einzelner Nanodrähte zu bestimmen. Hierzu gehörten die Ermittlung der Schwellenspannung und die Berechnung lokaler Idealitätsfaktoren. Anschließend wurden die Vierpunkt-Messungen ausgewertet, um ein Widerstandsprofil der Drähte zu generieren.

Strom-Spannungskennlinien und Idealitätsfaktor

In Abbildung 7.1 sind die IV-Kennlinien von Zweipunkt- und Vierpunkt-Messungen dargestellt. Die Zweipunkt-Messung (rot) enthält alle Widerstände und Kontakte zwischen Spitze 1 und dem Rückkontakt am Substrat. In der Vierpunkt-Messung (grün) ist hingegen nur die Potentialdifferenz zwischen Spitze 2 (im n-dotierten Teil) und Spitze 3 (im p-dotierten Teil) über den Strom durch den Nanodraht aufgetragen. Wie bei einem pn-Übergang erwartet, weisen beide Kurven ein Dioden-artiges Verhalten auf. Unschwer ist zu erkennen, dass bei der Zweipunkt-Messung deutlich mehr Spannung aufgewendet werden muss, um denselben Stromfluss wie bei der Vierpunkt-Messung zu erreichen. Dies lässt sich damit erklären, dass verschiedene zusätzliche Übergänge überwunden werden müssen. Zu dem Widerstand des Nanodrahts kommen weitere serielle Widerstände sowie ein Schottky-Kontakt zwischen Goldpunkt und n-GaAs-Nanodraht. Die Vierpunkt-Kennlinie wird einzig vom Nanodraht-Widerstand zwischen den Spitzen 2 und 3 und dem pn-Übergang beeinflusst.

Wird die Steigung der IV-Kurven bei großen Strömen bis zur x-Achse extrapoliert, schneidet sie diese bei Spannungswerten, welche als Schwellenspannungen (engl. threshold voltage V_{th}) beschrieben werden. V_{th} liegt bei der Vierpunkt-Messung bei maximal rund 1,2 V, was sehr gut mit typischen IV-Kurven von GaAs-Dioden übereinstimmt [154].

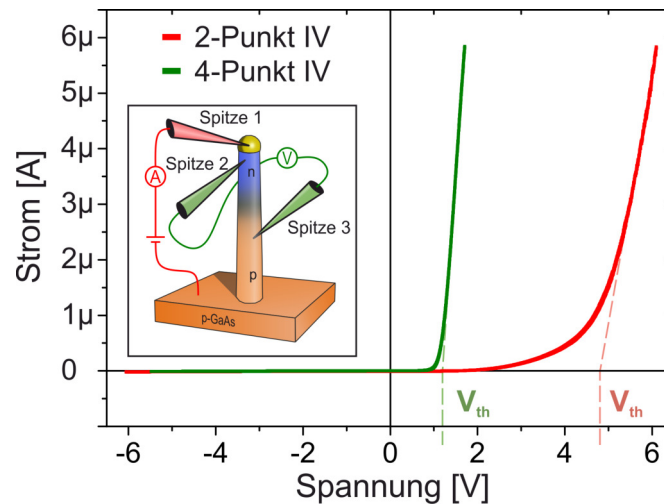


Abbildung 7.1 – Zweipunkt- (rot) und Vierpunkt-Strom-Spannungskennlinie (grün) des axialen pn-Nanodraht-Übergangs. Das Inset zeigt die schematische Abbildung der Messung. Im Gegensatz zur Zweipunkt-IV, die weitere Widerstände beinhaltet, spiegelt die Vierpunkt-IV die reine Diodencharakteristik des pn-Übergangs wider. Dadurch unterscheiden sich die extrahierten Schwellenspannungen (V_{th}) stark voneinander.

7 Ladungstrennende Kontakte in Nanodrahtstrukturen

Wird die Strom-Spannungskennlinie, wie in Abbildung 7.2(a), logarithmisch aufgetragen, kann die Qualität der Diode ermittelt werden. Bei einer idealen Diode liegt der Idealitätsfaktor n zwischen 1 und 2. Dabei ist n definiert als [155]:

$$n = \frac{q}{k_B T} \left(\frac{\delta V}{\delta \ln(I)} \right) \quad (7.1)$$

Wird nun in Vorwärtsrichtung die spannungsabhängigen Idealitätsfaktoren der Zwei- und Vierpunkt-Messungen berechnet, so können die Ergebnisse wie in Abbildung 7.2(b) dargestellt werden.

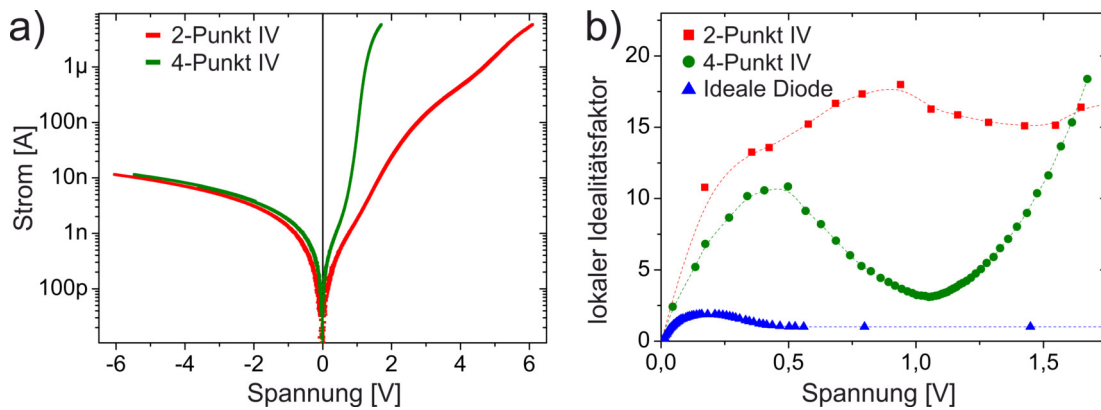


Abbildung 7.2 – (a) Logarithmische Darstellung der IV-Kurve von Zweipunkt- und Vierpunkt-Messung. (b) Berechnete lokale Idealitätsfaktoren für Zweipunkt-, Vierpunkt-Messung und einer idealen Diode.

Beide Kurven liegen deutlich über dem Verlauf einer idealen Diode. Daher soll dieser Versuch hauptsächlich beweisen, dass die Multi-Spitzen Untersuchungen einen sehr detaillierten Einblick auf die elektronischen Eigenschaften von Nanodrähten geben können. Trotzdem ist auch hier wieder die Überlegenheit der Vierpunkt-Messung (verglichen mit der Zweipunkt-Messung) klar zu erkennen. Die Zweipunkt-IV weist einen sehr komplexen Verlauf auf, wohingegen im Verlauf der Idealitätsfaktoren aus der Vierpunkt-IV zwei Maxima zu erkennen sind. Die Abweichungen zur idealen Diode lassen sich dadurch erklären, dass die untersuchten Nanodrähte ohne Passivierungshülle gewachsen wurden. Dies würde die nicht-strahlende Rekombinationsrate verringern und so auch den Idealitätsfaktor senken [156][157]. Ein ähnliches Verhalten des Idealitätsfaktors wurde bereits bei planaren Solarzellen [155], aber auch für verschiedene Nanodraht-Strukturen [157][158] beobachtet. Vorläufige Untersuchungen liefern Anzeichen dafür, dass das Maximum um 0,5 V auf einen niedrigen Parallelwiderstand zurückzuführen ist. Das könnte unter anderem mit der erhöhten Oberflächenleitung von UHV-transferierten Proben zusammenhängen (siehe Kapitel 6.3 und [147]). Nanodrähte, welche für An-

wendungen konzeptioniert werden, weisen meist eine Passivierungsschicht auf, wodurch der Idealitätsfaktor verbessert werden kann. Der Anstieg der Idealitätsfaktoren ab 1 V verdeutlicht, dass der gemessene Nanodraht einen hohen Serienwiderstand besitzt [159]. Im Folgenden wird der Ursprung und der Ort dieses hohen Widerstandswertes erörtert und diskutiert.

Widerstands- und Dotierstoffprofil

In Abbildung 7.3 ist das aus den Vierpunktmessungen ermittelten Widerstandsprofil dargestellt. Hierzu wurde der lineare Anstieg der Vierpunkt-IV bei hohen Strömen (durchgeschaltete Diode) verwendet (siehe Abb. 7.4(a-c)). Die unterschiedlich dotierten Bereiche des Nanodrahts sind klar voneinander zu unterscheiden. Eine lineare Ausgleichsgerade im n- sowie p-dotierten Segment ergibt einen differentiellen Widerstand von $(7,3 \pm 2,3) \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ im n-Gebiet und $(3,1 \pm 0,3) \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$ im p-Gebiet. Zwischen den beiden niederohmigen Bereichen erstreckt sich ein kleiner (rund 500 nm langer) hochohmiger Bereich mit einem differentiellen Widerstand von rund $140 \text{ k}\Omega/\mu\text{m}$. Aufgrund des Wachstumsablaufs war diese Beobachtung zu erwarten. Ein schnelles Wechseln von p- zu n-Dotierstoff, wobei beide eine hohe Löslichkeit in Gold besitzen, führt zu einer Kompensation der Dotierungen [160][161]. So wird während des Beginns der n-Dotierung neben Sn auch weiter das im Au-Partikel gelöste Zn in den Draht eingebaut. Da kein Zn-Präkursor mehr angeboten wird, versiegt die parasitäre Zn-Dotierung mit der Zeit und eine reine n-Dotierung stellt sich ein. Die Kompensation der Dotanten reduziert die Anzahl an freien Ladungsträgern, was zu einem drastischen Widerstandsanstieg in dieser Region führt. Dass das schmale Segment überhaupt dargestellt werden konnte, beweist erneut die hohe räumliche Auflösung des MT-STMs. Zugleich ermöglicht es Nanodraht-Eigenschaften detaillierter zu untersuchen als es zum Beispiel mit konventionellen TLM-Messungen möglich wäre.

Die Anwendung des Transportmodells (Gleichung (3.5) in Kapitel 3.5) ermöglicht die Ermittlung der Dotierstoffkonzentration im p- und n-Bereich. Hierbei wird im p-dotierten Sockel des Nanodrahts eine Konzentration N_A von $(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ festgestellt. Eine deutlich niedrigere Dotierung N_D von $(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ wird im n-dotierten Bereich ermittelt. Jedoch gilt hier zu beachten, dass aufgrund der Position von Spitze 2 nur ein ca. $1,5 \mu\text{m}$ langes Gebiet untersucht werden konnte. Des Weiteren kann die Annahme einer konstanten Dotierung gerade in diesem Bereich (kurz nach dem pn-Übergang) als fragwürdig angesehen werden. Es ist eher eine, durch die Kompensation der verschiedenen Dotierstoffe ausgelöste, sukzessive Erhöhung der Dotierstoffkonzentration in Richtung Nanodraht-Spitze zu erwarten. Diese Annahme wird in Kapitel

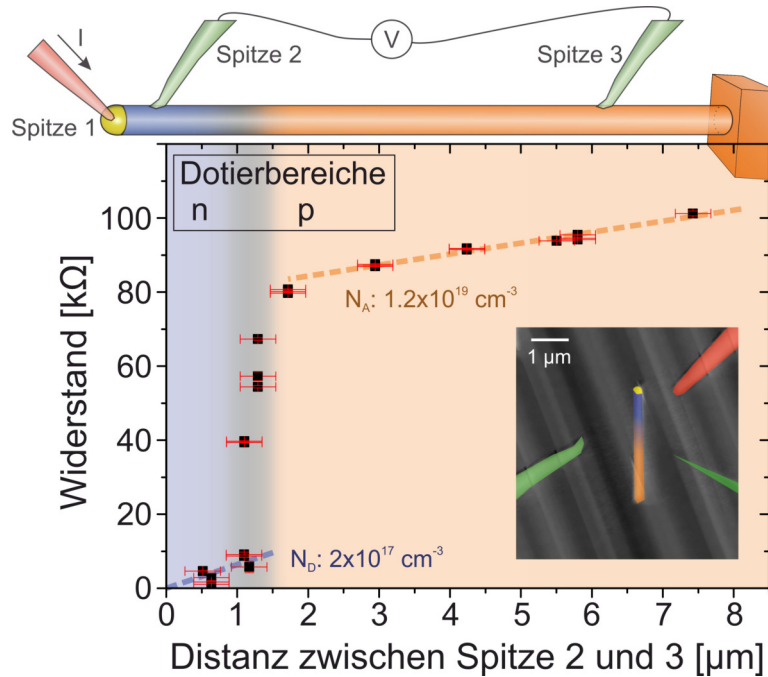


Abbildung 7.3 – Widerstandsprofil von Proben E mit einem axialen pn-Übergang. Das Profil ist in drei Bereiche unterteilbar; n-Dotierung (blau), kompensierter Bereich (dunkelgrau) und p-Dotierung (orange).

7.1.2 qualitativ bestätigt. Nichtsdestoweniger spiegelt das ermittelte Dotierstofflevel die richtige Größenordnung wider. Dies zeigt die Überlegenheit der Kombination des UHV-Transfers mit dem MT-STM. Oxydierte Nanodrähte desselben Durchmessers wären bei dieser Dotierung (aufgrund des Einflusses der Oberflächenzustände) vollständig verarmt, wodurch eine Extraktion der Dotierung kaum möglich wäre.

Schwellenspannung

Bei der Aufnahme des Widerstandsprofils spiegeln sich auch die unterschiedlich dotierten Bereiche in V_{th} wider. Wie in Abbildung 7.4(a-c) dargestellt, verändert sich V_{th} , je nachdem in welchem Bereich sich Spitze 3 (bezogen auf Spitze 2) befindet. Bei 7.4(a) kontaktieren beide Potentialspitzen den n-dotierten Nanodraht-Bereich und V_{th} ist, wie zu erwarten, Null. Sobald Spitze 3 vom n-dotierten Bereich in den kompensierten Zwischenbereich (pn-Übergang) gelangt, erhöht sich V_{th} von Null auf maximal rund 1,2 V. Kontaktiert Spitze 3 das p-Gebiet, bleibt V_{th} maximal und konstant bei 1,2 V. Dieser Verlauf ist in Abbildung 7.4(d) dargestellt.

An Hand des aufgenommenen Profils der Schwellenspannung kann das axiale Energiebanddiagramm eines Nanodrahts ermittelt werden. Dieses ist in Abbildung 7.5

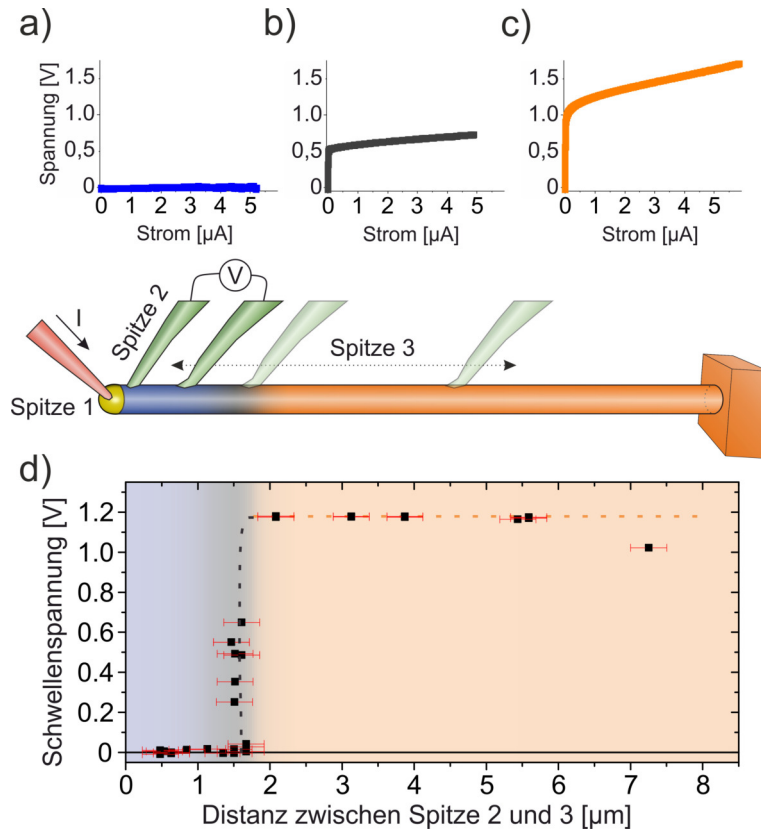


Abbildung 7.4 – Entwicklung der Spitzenpositions-abhängigen Schwellenspannung. (a) Spitze 2 und 3 kontaktieren den Nanodraht im n-dotierten Bereich ($V_{th} = 0$). (b) Spitze 3 befindet sich im kompensierten pn-Bereich ($0 < V_{th} < 1,2$ V). (c) Spitze 3 kontaktiert p-Bereich ($V_{th} \sim 1,2$ V). (d) Auftragung der Schwellenspannung über den Abstand der Potentialmessspitzen.

schematisch dargestellt. Die grauen Linien beschreiben den Gleichgewichtszustand, die schwarzen Linien spiegeln den nicht-Gleichgewichtsfall mit einem angelegten Potential von $+eV$ wider. Je höher das angelegte Potential, desto geringer ist die Bandverbiegung zwischen n- und p-Gebiet. Dies erklärt einerseits die Vierpunkt-IV-Messung, bei der erst ab $V_{th} > 1,2$ V ein Stromfluss sichtbar wurde, andererseits das je nach Position der Potentialmessspitzen unterschiedliche V_{th} gemessen werden können.

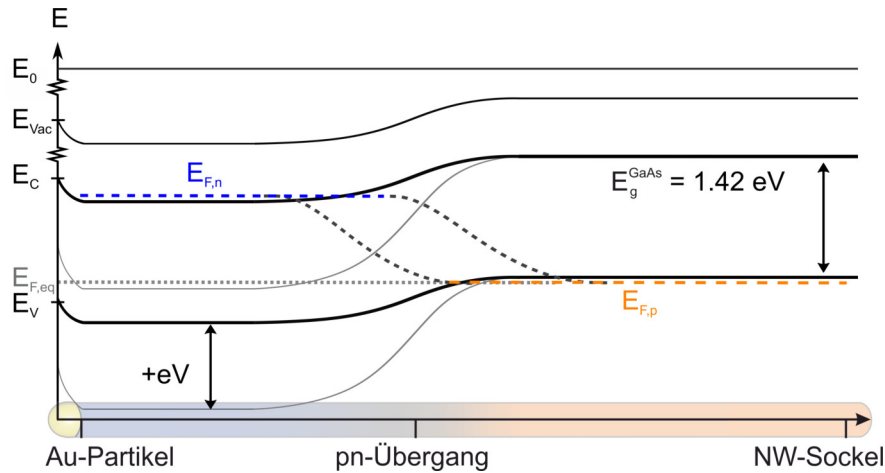


Abbildung 7.5 – Schematisches Energiebanddiagramm eines einzelnen Nanodrahts in Vorwärtsrichtung. Schottky-Kontakt zwischen Au-Partikel und Nanodraht (links), Quasi-Fermi-Level Aufspaltung innerhalb des pn-Übergangs (Mitte) p-dotierter Bereich (rechts). Die grauen durchgezogenen dünnen Linien zeigen das Valenz- und Leitungsband im Gleichgewichtszustand.

7.1.2 Optische Charakterisierung

Neben einer ausführlichen elektrischen Charakterisierung von Probenotyp E wurden auch deren opto-elektrischen Eigenschaften untersucht. Hierzu konnte zum einen auf das im MT-STM integrierte SEM zurückgegriffen werden, bei dem mittels einem zusätzlichem Detektor Elektronenstrahl-induzierte Ströme (EBIC) sichtbar gemacht werden können. Zum anderen ermöglicht die Einkopplung von Laserlicht mittels zweier Fasern die Quantifizierung des Photostroms eines einzelnen Nanodrahts. Weitere, komplementäre Informationen über die Nanodraht-Probe können mittels Photolumineszenz- sowie Kathodolumineszenz-Messungen erhalten werden. Diese wurden von Cornelia Timm im Rahmen ihrer Masterarbeit am Helmholtz Zentrum Berlin durchgeführt.

EBIC-Signal

Die Visualisierung von ladungstrennenden Kontakten ist eine der Stärken der EBIC-Messung. Wie in Abbildung 7.6(a) zu sehen, erzeugt der Elektronenstrahl des SEMs einen charakteristischen Stromfluss, wenn er auf diese Kontakte trifft. Nicht nur der pn-Übergang (heller Punkt) sondern auch der Schottky-Kontakt zwischen Au-Partikel und n-GaAs-Nanodraht (dunkler Punkt) erzeugt ein Messsignal. In der vorliegenden Verschaltung bedeutet ein dunkleres Signal einen erhöhten Stromfluss zum Substrat (zum Probenstrom-Detektor) und ein helleres Signal einen reduzierten Stromfluss zum Substrat. Bei letzterem fließen die Elektronen anstatt zum Substrat zur kontaktierten Spitze am Au-Partikel des Nanodrahts. In Abbildung 7.6(b) sind die Verschaltung sowie

die Ladungsträgerströme für beide Fälle schematisch dargestellt.

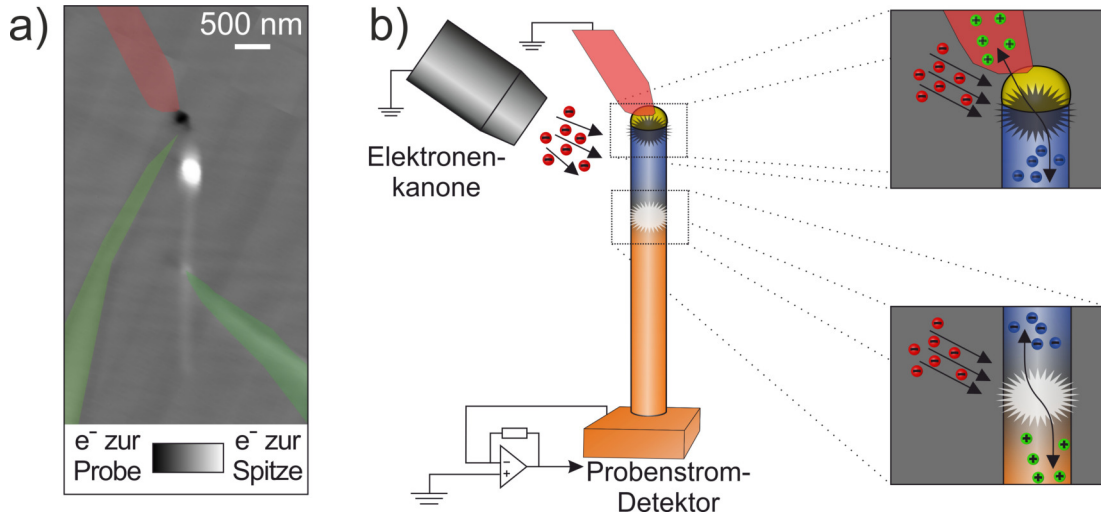


Abbildung 7.6 – EBIC-Aufnahme von Probentyp E. (a) SEM-Aufnahme eines kontaktierten Nanodrahts im “sample current” Modus. Ladungstrennende Kontakte erzeugen ein starkes Signal je nach Richtung des erhöhten Stromflusses schwarz bzw. weiß. (b) Schematische Darstellung des Ladungsträgertransports aufgrund des Elektronenbeschusses während der EBIC-Messung. Der Schottky-Kontakt zwischen Au und Nanodraht spiegelt sich in einem erhöhten Fluss an Elektronen zum Probenstromdetektor wider (schwarzes Signal). Im Gegensatz dazu führt der pn-Übergang zu einem erhöhten Fluss an Elektronen in Richtung Nanodraht-Spitze. Der dadurch reduzierte Fluss an Elektronen zum Substrat führt zu einem weißen Signal.

Beleuchtung des Nanodrahts

Die opto-elektrische Funktion des axialen pn-Übergangs im Nanodraht wurde mittels einer Einkopplung von Laserlicht und dem daraus generierten Photostrom eines Nanodrahts überprüft. Abbildung 7.7 zeigt die SEM-Aufnahmen eines kontaktierten und beleuchteten Nanodrahts im MT-STM. Neben dem Laser kann auch, wie bei der EBIC-Messung (siehe Abb. 7.6), der Elektronenstrahl zur Anregung genutzt werden.

Laseranregung

Der Laser mit einer festen Wellenlänge von 521 nm hat eine maximale Ausgangsleistung von 14,3 mW. Aufgrund des Transports durch die Lichtfaser wird angenommen, dass sich die nutzbare Leistung um etwa den Faktor 10 reduziert, was, bei einem angenommenen Faserabstand von der Probenoberfläche von 1 mm, einer Leistungsdichte von ca. 1 W/cm² entspricht.

Wie in Abbildung 7.7 zu sehen, wird bei der Zweipunktmessung nur eine Messspitze am Au-Punkt des Nanodrahts kontaktiert, welche den Strom durch den Nanodraht

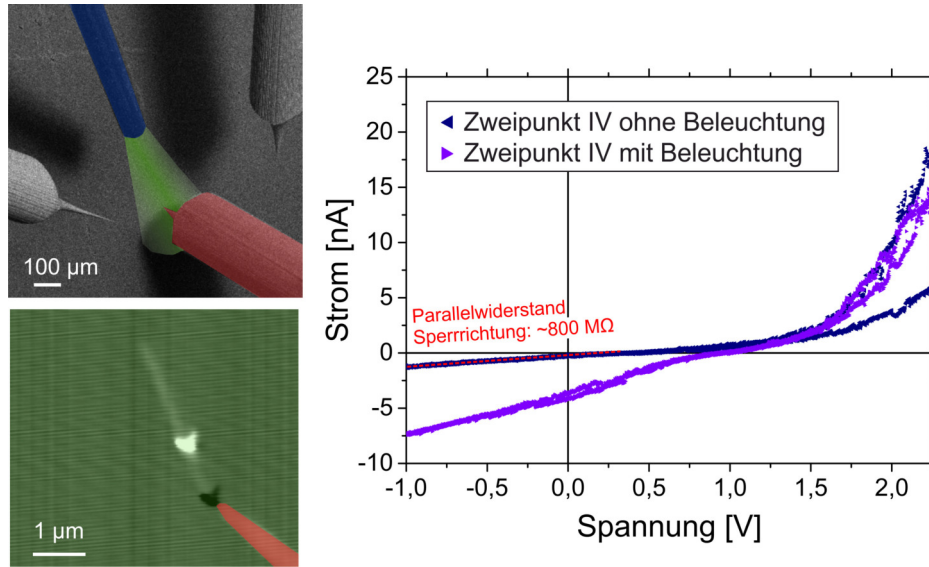


Abbildung 7.7 – (links) SEM-Aufnahmen von kontaktiertem und beleuchteten Nanodraht. Die rot eingefärbte Spitze ermöglicht die Beleuchtungs-abhängige Aufnahme von Zwei-Punktmessungen. (rechts) Zweipunkt-IV-Kurven mit und ohne Beleuchtung.

aufnimmt. Die dazugehörigen IV-Kurven (mit und ohne Beleuchtung) sind ebenfalls in Abbildung 7.7 dargestellt. Trifft der Laser auf den pn-Übergang ist ein konstanter Photostrom von rund -5 nA messbar. Ein negativer Strom beschreibt den Fluss von Elektronen zur Messspitze. Dies bestätigt die EBIC-Aufnahmen (vgl. Abbildung 7.6), das abgeleitete Banddiagramm (vgl. Abbildung 7.5) und die opto-elektrische Funktion des Nanodrahts. Jedoch geben die Zweipunktmessungen keinen Aufschluss auf das Verhalten des reinen pn-Übergangs, da der Schottky-Kontakt zwischen Au-Partikel und Nanodraht die IV-Kurve beeinflusst. Daher wurden, wie in Abbildung 7.8(a) gezeigt, Vierpunktmessungen am Nanodraht aufgenommen. Unter Beleuchtung stellt sich ein Kurzschlussstrom I_{SC} von rund 4,5 nA und eine Leerlaufspannung V_{OC} von etwa 0,6 V ein. Die IV-Charakteristik offenbart einen geringen Parallelwiderstand von ca. 800 M Ω , wodurch der Sperrsättigungsstrom bei negativ angelegter Spannung ansteigt, anstatt idealerweise konstant zu bleiben. In Abbildung 7.8(b) ist neben der beleuchteten Vierpunkt-IV-Kurve die daraus berechnete photovoltaische Leistung aufgetragen. Diese erreicht am Punkt maximaler Leistung (MPP) rund 1 nW bei $V_{MPP} \approx 0,35$ V und $I_{MPP} \approx -2,2$ nA. Anhand dieser Werte kann exemplarisch der Füllfaktor FF ¹ mit 0,29 berechnet werden.

Die ermittelten Werte bestätigen die Schlussfolgerungen, welche bei der Berechnung der lokalen Idealitätsfaktoren (Seite 93 f.) dieser Probe getroffen wurden. Speziell der

¹ $FF = \frac{I_{MPP} \cdot V_{MPP}}{I_{SC} \cdot V_{OC}}$

zu geringe Parallelwiderstand des pn-Übergangs reduziert die photovoltaische Leistung deutlich. Dennoch kann die Aufnahme einer beleuchteten IV-Kurve eines einzelnen freistehenden Nanodrahts als Erfolg gesehen werden.

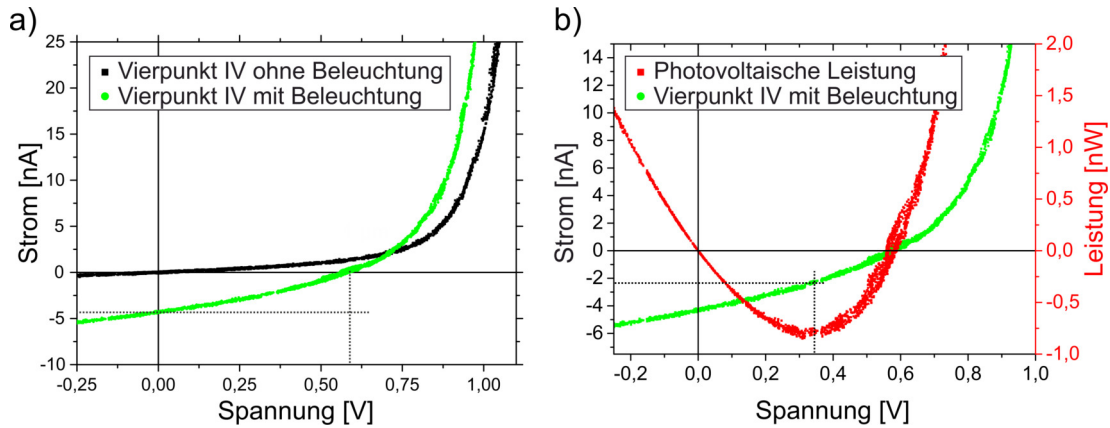


Abbildung 7.8 – (a) Vierpunkt IV-Kurven von Proben E mit und ohne Beleuchtung. Die gestrichelten Linien beschreiben die Leerlaufspannung und den Kurzschlussstrom (b) Die berechnete Leistung der beleuchteten Vierpunktmessung erreicht ein Maximum von rund 1 nW.

Elektronenstrahlanregung

In einem weiteren Schritt wurde der Einfluss des Elektronenstrahls auf den pn-Übergang untersucht. Der Messaufbau war, bis auf die Beleuchtung selbst, identisch zu dem bei Beleuchtung mit Laserlicht. Wird der Elektronenstrahl (Beschleunigungsspannung: 25 kV, Elektronenstrom: $\sim 200 \mu\text{A}$) auf den pn-Kontakt gestrahlt, kann ein maximaler Strom von -3 nA detektiert werden. Der negative Wert lässt sich auf denselben, oben genannten Wegen erklären. Elektronen fließen über den n-dotierten Bereich zur Messspitze; Löcher werden über den p-dotierten Bereich zum Substrat transportiert. Wird die Messspitze statt als Strommesser zur Potentialmessung umgeschaltet, kann ein maximales Potential von -600 mV bei Eintreffen des Elektronenstrahls auf dem pn-Übergang gemessen werden. Sobald der Elektronenstrahl nicht mehr den pn-Übergang trifft, fällt das Potential sofort ab. Der Potentialabfall von -600 mV stimmt mit einer Verschiebung der Energiebänder des n-dotierten Segments von etwa der Hälfte des internen elektrostatischen Potentials überein. Diese Bandverschiebung bei konstanter Beleuchtung resultiert aus den generierten Ladungsträgern, welche die zum Substrat abgeführten Ladungsträger kompensieren. Nach Abschalten des Elektronenstrahls treten unverzüglich wieder Gleichgewichtsbedingungen ein, da die Ladungsträger ins Substrat abfließen und keine neuen generiert werden.

7 Ladungstrennende Kontakte in Nanodrahtstrukturen

Betrachtet man Abbildung 7.5, so wird ein gegenteiliges Verhalten für den Schottky-Kontakt erwartet. Tatsächlich wird bei der reinen Bestrahlung des Schottky-Kontakts mit Elektronen ein Strom von $+0,2$ nA gemessen. Dieser kleine Stromfluss impliziert eine geringere Bandverbiegung am Schottky-Kontakt verglichen mit der Verbiegung am pn-Übergang. Dies wird von der Messung des Potentials bestätigt. Anstatt den -600 mV am pn-Übergang wird nur ein Potentialunterschied von $+100$ mV erreicht.

Aufgrund der ungenauen Bestimmung der Laserleistungsdichte und weiteren Unsicherheiten lassen diese Messungen nur grobe Abschätzungen zu. Nichtsdestoweniger konnte das Verhalten des Nanodrahts unter Laser- und Elektronenstrahl-Beleuchtung prinzipiell gezeigt werden. Für eine genauere Bestimmung sind weiterführende Untersuchungen notwendig.

Photolumineszenz

Die μ -Photolumineszenzmessungen (μ -PL) wurden von Cornelia Timm im Rahmen ihrer Masterarbeit am Helmholtz-Zentrum Berlin durchgeführt, wo sie von Dr. Klaus Schwarzborg eingewiesen und betreut wurde. Für diese Messungen wurden die Nanodrähte vom Wachstumssubstrat entfernt und auf ein Siliziumsubstrat übertragen. Ein optisches Mikroskop erlaubt die Unterscheidung von Nanodraht-Fuß und Nanodraht-Spitze, da der Au-Tropfen detektiert werden konnte. Somit konnte das PL-Signal den verschiedenen Segmenten zugeordnet werden konnte. Die Funktionsweise der PL-Spektroskopie und der verwendete Messaufbau sind in Kapitel 4.3 beschrieben.

Bei den μ -PL-Messungen wurde das Lumineszenzsignal von verschiedenen Nanodrähten bei Raumtemperatur aufgenommen. Bei jedem Nanodraht wurden rund 30 unterschiedliche Positionen entlang des Drahtes vermessen. Auf der linken Seite von Abbildung 7.9 sind einzelne PL-Spektren der drei Nanodraht-Segmente (n-Typ, p-Typ und pn-Übergang) aufgetragen. Die Auftragung der Einzelspektren über ihre jeweilige Messposition resultiert in einer farbkodierten Darstellung der PL-Intensitäten des vollständigen Nanodrahts ("Colorplot"). Diese ist in Abbildung 7.9 rechts gezeigt. Es fällt auf, dass die Spektren der verschiedenen Bereiche sich signifikant voneinander unterscheiden. Im p-dotierten Bereich des Nanodrahts werden zwei Maxima detektiert. Während ihr Intensitätsverhältnis variiert, bleiben ihre spektralen Positionen über den gesamten p-Bereich konstant. Im n-dotierten Segment wird nur ein Maximum detektiert. Allerdings verschiebt es sich spektral zu kleineren Wellenlängen je näher der Messpunkt am Au-Partikel liegt. In der Übergangsregion zwischen p- und n-Dotierung sinken die PL-Signale soweit ab, dass sie nicht mehr zu detektieren sind.

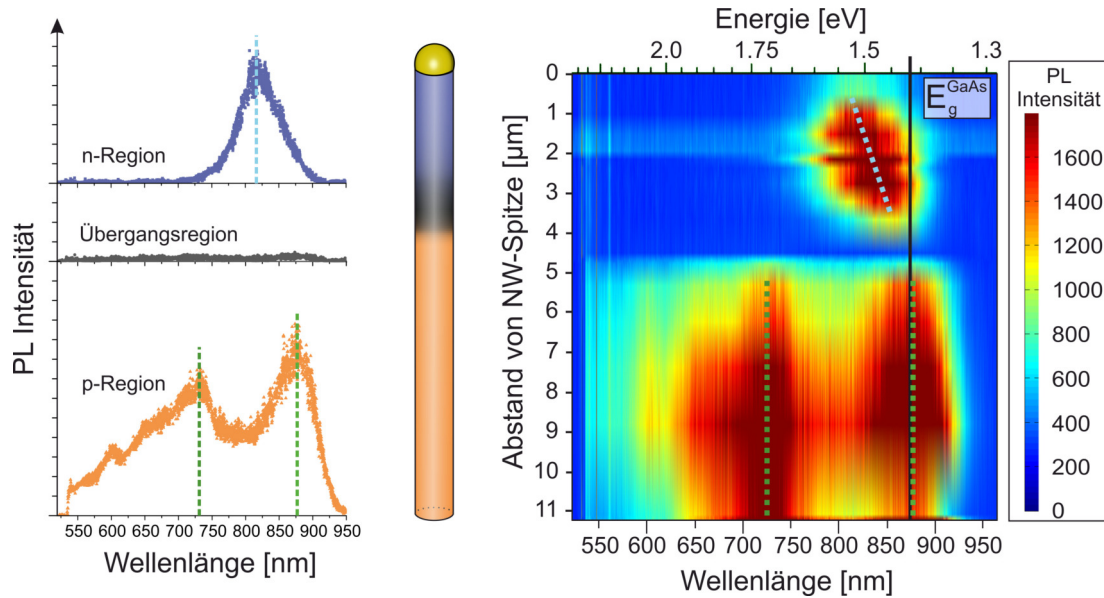


Abbildung 7.9 – Räumlich und spektral aufgelöste PL-Messungen der unterschiedlich dotierten Nanodraht-Gebiete. (links) Einzelspektren des n-dotierten, Übergangs- und p-dotierten Gebiets. “Blauverschiebung” im n-Bereich, Auslöschung des Signals am pn-Übergang und “rotverschobene” Doppelsignale im p-Segment. (rechts) Zusammenstellung der Einzelmessungen in einem “Colorplot”, worin die Verschiebungen mit gestrichelten Linien hervorgehoben sind.

Im “Colorplot” ist auch die Bandlückenenergie von GaAs unter Raumtemperatur (871 nm, [162]) als schwarze Linie eingetragen. Alle vermessenen Nanodrähte offenbarten dieselbe spektrale Entwicklung aller PL-Signale. Während sich das Maximum im n-dotierten Bereich beginnend am Au-Tropfen von 817 nm (1,52 eV) auf 860 nm (1,44 eV) am pn-Übergang verschiebt, bleiben die beiden Maxima im p-dotierten Bereich spektral konstant bei 721 nm (1,72 eV) und 874 nm (1,42 eV). Die Intensität des PL-Signals sinkt nicht nur dort ab, wo der pn-Übergang vermutet wird, sondern auch direkt am Au-Punkt. Auch bei unterschiedlichen Anregungsleistungen des Lasers (17 - 200 kW/cm²) änderten sich die PL-Signalpositionen nicht.

Die drei gemessenen PL-Signale werden im Folgenden ausgewertet. Zunächst wird für den p-dotierten Bereich die Herkunft des zusätzlichen Maximums bei 721 nm (1,72 eV) diskutiert. Anschließend wird, basierend auf der energetischen Abweichung der beiden Maxima von der Bandlückenenergie, die Dotierstoffkonzentration im p- und n-Segment bestimmt.

Herkunft des zusätzlichen PL-Signals bei 721 nm (1,72 eV):

Das stark “blau-verschobene” Maximum im p-dotierten Bereich bei 721 nm kann zu einer Anregung einer Oberflächenoxidschicht zurückgeführt werden. Allerdings handelt es sich nicht um eine native Oxidschicht, sondern um amorphes Galliumoxid, welches sich unter bestimmten Bedingungen bildet. Die Voraussetzungen hierfür sind eine Bestrahlung der Probe in Umgebungsatmosphäre (Luft) mit hoher Laserleistung bei Raumtemperatur [163–165]. Alekseev et al. zeigten, dass die irreversible doppelte Oberflächenschicht nur auftritt, wenn die Leistungsdichte der Strahlung höher als 10 kW/cm^2 ist [163]. Zudem ist bekannt, dass intensive Laserbestrahlung zusätzliche nicht-strahlende Rekombinationszentren in GaAs entstehen lässt [166, 167], welche die Intensität der Bandkanten-Photolumineszenz verringern. Beide Effekte führen zu einer Erhöhung des Verhältnisses zwischen dem PL-Signal bei 721 nm und der Bandkanten-PL bei 874 nm. Da die Messungen in der vorliegenden Arbeit nicht mit einer Leistung von unter 17 kW/cm^2 durchgeführt werden konnten, ist die Bildung dieses Oxids – und damit die Entstehung des PL-Signals bei 721 nm – äußerst wahrscheinlich. Interessanterweise ist das GaO_x -PL-Signal nur im p-dotierten Segment sichtbar. Bisher wurde die Entstehung der GaO_x -Schicht nur an intrinsischen und unbeabsichtigt leicht-dotierten GaAs-Nanodrähten [163, 164, 168] und Schichten [166, 167] untersucht. Für das Nichtvorhandensein des Signals im n-dotierten Bereich gibt es zwei mögliche Erklärungen: Einerseits ist es möglich, dass im n-Bereich anstatt einer amorphen GaO_x -Schicht durch die starke Laserbestrahlung eher $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ Nanokristalle gebildet werden. Diese haben eine Bandlücke im blauen Spektralbereich [165, 169–171], welche normalerweise nicht von einem 532 nm Laser angeregt wird. Es wurde gezeigt, dass die Bildung von $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ Nanokristallen eher bei Wurzit stattfindet als bei der Zinkblende-Struktur [163]. Hierzu müsste sich die Kristallstruktur im n-Bereich von der im p-Segment unterscheiden, was bei den in dieser Arbeit untersuchten Nanodrähten nicht herausgefunden werden konnte. Andererseits weisen die p- und n-dotierten Bereiche eine unterschiedliche radiale Bandverbiegung auf. Während in oxidiertem p-GaAs die Bänder nach unten gebogen sind und somit die Elektronen leicht zur Oberfläche gelangen, sind die Bänder bei n-GaAs nach oben verbogen. Dies verringert den Transport von photo-generierten Elektronen zur Nanodraht-Oberfläche. Dadurch ist die Rekombination an der oxidierten Oberfläche im p-dotierten Segment deutlich stärker ausgeprägt verglichen mit der n-Region.

Bestimmung der Dotierstoffkonzentration anhand der PL-Signale:

Die Verschiebung des Maximums im n-dotierten Bereich kann auf den Burstein-Moss (BM) Effekt zurückgeführt werden, welcher meist in hoch n-dotierten GaAs-Proben beobachtet wird [132][172]. Eine ähnliche spektrale Verschiebung bei n-dotierten GaAs-

Nanodrähten wurde bei tiefen Temperaturen beobachtet [124][173], nicht jedoch, wie in dieser Arbeit, bei Raumtemperatur. Die steigende BM-Verschiebung im n-Bereich deutet auf eine Erhöhung der Dotierstoffkonzentration zur Nanodraht-Spitze hin. Dies lässt sich wiederum mit einem verzögerten Einbau von Sn während des Nanodraht-Wachstums erklären [174] und bekräftigt die in Kapitel 7.1.1 aufgestellte Vermutung.

Die Änderung der Dotierstoffkonzentration, welche in der BM-Verschiebung sichtbar wird, kann über verschiedene Wege quantifiziert werden. Chen et al. haben, basierend auf dem generalisierten Planck'schen Strahlungsgesetz, für Kathodolumineszenzmessungen eine physikalisch fundierte Berechnungsmöglichkeit gefunden [175]. Da die Messungen dieser Arbeit bei Raumtemperatur durchgeführt wurden, sind die PL-Signale breiter und asymmetrischer als Messungen bei tiefen Temperaturen. Die Messdaten weisen daher eine unzureichende Qualität auf, um die von Chen et al. propagierten Modelle anzuwenden und eine komplexe Fitroutine durchzuführen. Daher wurden in dieser Arbeit semi-empirische Gleichungen zur qualitativen Berechnung der Dotierstoffkonzentrationen genutzt. Die Verschiebung des PL-Maximums im n-dotierten Teil des Nanodrahts $\Delta E_{g,op}$ kann mit folgender Gleichung beschrieben werden [172]:

$$\Delta E_{g,op} = E_F - E_g = 5,209 \cdot 10^{-14} n^{\frac{2}{3}} - 1,456 \cdot 10^{-27} n^{\frac{4}{3}} \quad (7.2)$$

Hierbei ist n die freie Ladungsträgerdichte der Elektronen, E_F das Fermi-Niveau des Halbleiters und E_g die Bandlückenenergie. Der erste Term beschreibt den Einfluss der reinen BM-Verschiebung in der Freie-Elektronen-Näherung; der zweite Term beinhaltet Mehrteilcheninteraktionen, welche zum BGN führen. Letzteres berücksichtigt die nicht-parabolische Natur des Leitungsbands [135].

Jedoch ist die genaue Position des Fermi-Niveaus bei Raumtemperatur nur sehr schwer aus den PL-Spektren zu extrahieren. Daher wurde auf die semi-empirische Beschreibung von Lee et al. zurückgegriffen, welche ein Modell für n-dotiertes GaAs:Si entwickelten [176].

$$Int_{PL}(E) \propto E^2 D_C(E) f_n(E) |M_{if}|^2 \quad (7.3)$$

Hierin wird die PL-Intensität in Relation mit der Zustandsdichte im Leitungsband $D_C(E)$, der Fermi-Funktion der Elektronen $f_n(E)$ und einem optischen Matrixelement M_{if} gesetzt. Das Matrixelement beinhaltet die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs

7 Ladungstrennende Kontakte in Nanodrahtstrukturen

von einem Grundzustand i in einen Endzustand f . Dies resultiert in einer maximalen PL-Intensität an der energetischen Position:

$$\Delta E_{PL} = E_{max,PL}^n - E_g = 2,4 \cdot 10^{-14} n^{\frac{2}{3}} \quad (7.4)$$

Mittels dieser Gleichung ist es möglich, die experimentell beobachtete Verschiebung $E_{max,PL}^n - E_g$ zusammen mit der berechneten Elektronenkonzentration n grafisch darzustellen. Dieser Zusammenhang ist in der oberen Hälfte von Abbildung 7.10 dargestellt. Die experimentelle Unsicherheit wurde mit $\Delta E = 8$ meV abgeschätzt, was zu einer Unsicherheit der Elektronenkonzentration von $\Delta n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ führt.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten GaAs-Nanodrähten ist die BM-Verschiebung nur im n-dotierten Segment beobachtbar. Dies kann dadurch erklärt werden, dass in GaAs die Zustandsdichte im Leitungsband signifikant kleiner ist, verglichen mit dem Valenzband. Somit ist für n-dotierte Bereiche der Effekt der BM-Verschiebung deutlich größer als der des BGNs [132].

Umgekehrt verhält es sich im p-dotierten Gebiet. Hier fällt das BGN, verglichen mit der BM-Verschiebung, größer aus. Aufgrund der Mehrkörperinteraktionen des BGN Effekt kann aus der Rotverschiebung die Dotierstoffkonzentration abgeschätzt werden. Zum BGN gibt es für viele III-V Halbleiter Ausdrücke [133]; in dieser Arbeit wurde die semi-empirische Näherung von Casey und Stern [177] herangezogen.

$$\Delta E_{PL} = E_{max,PL}^p - E_g = -1,6 \cdot 10^{-8} p^{\frac{1}{3}} \quad (7.5)$$

Die detektierte Verschiebung im p-dotierten Gebiet war mit rund 8 meV relativ klein. Zudem erschwerte die Auswertung die nicht zu vernachlässigende Fluktuation der Messergebnisse von rund ± 4 meV. Dadurch ist es schwierig, verlässliche Dotierstoffkonzentrationen zu berechnen. Dennoch kann die Dotierung als konstant angesehen und mit einer Konzentration von 10^{18} cm^{-3} abgeschätzt werden. Im unteren Bereich von Abbildung 7.10 ist diese Abschätzung als orange markierter Bereich dargestellt.

Kathodolumineszenz

Neben den PL-Messungen konnte auch auf das Kathodolumineszenzmessgerät (CL) am HZB zugegriffen werden. Dieses CL-System von Delmic war in einem Zeiss Merlin SEM integriert. Hierbei fanden die Messungen der oxidierten Nanodrähte im UHV statt. Als Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls wurden 5 keV gewählt, ein

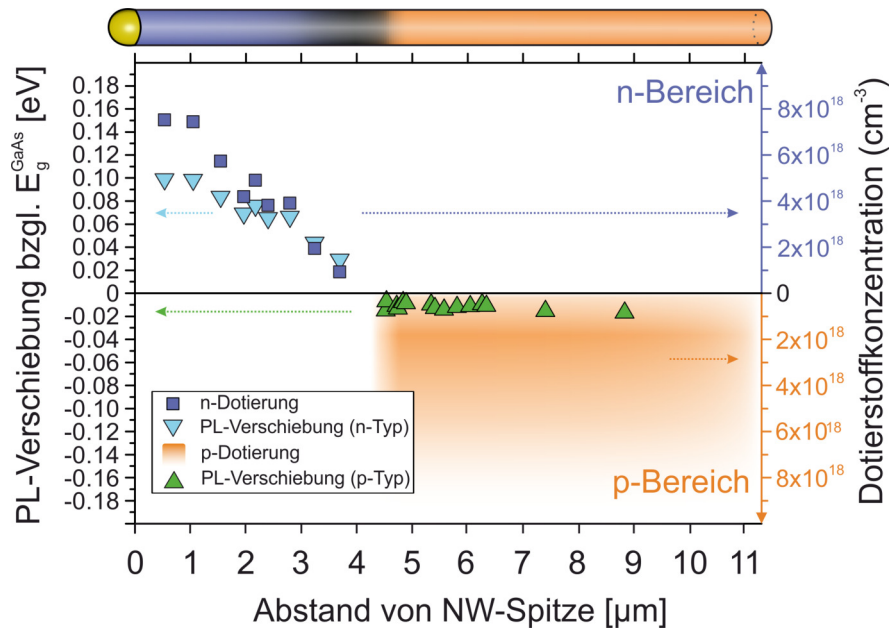


Abbildung 7.10 – Ermittelte Dotierstoffkonzentration aus der PL-Verschiebung im n- und p-dotierten Bereich. Die Berechnung der Elektronenkonzentration im n-Gebiet ist mit Gleichung (7.4), die im p-Gebiet mit Gleichung (7.5) abgeschätzt worden. Aufgrund der kleinen Verschiebung und relativ großen Fluktuation ist die konstante Konzentration im p-Bereich mit 10^{18} cm^{-3} abgeschätzt worden.

Elektronenstrahlstrom von 5 nA und eine Belichtungszeit des Detektors von 150 ms. Genau wie bei den PL-Messungen konnte bei den CL-Untersuchungen ein räumlich sowie spektral aufgelöstes Lumineszenz-Signal aufgenommen werden.

Die untersuchten Nanodrähte sind nicht dieselben wie bei den PL-Messungen. Daher kann davon ausgegangen werden, dass sie keiner hohen Laserleistungsdichte ausgesetzt waren und somit vor der CL-Messung keine GaO_x -Schicht aufweisen. In Abbildung 7.11 ist somit auch kein zweites Lumineszenz-Signal bei höheren Energien sichtbar. Dies bestätigt die Vermutung, dass die hohe Laserleistung und die Umgebungsatmosphäre gleichzeitig vorhanden sein müssen, um diese zusätzliche Oxidschicht zu formen.

Entsprechend den Ergebnissen der PL-Messungen, zeigt der n-dotierte Bereich ebenfalls eine Verschiebung des CL-Signals in Richtung Nanodraht-Spitze. Die Verschiebung des Signals fällt mit 859 nm (1,44 eV) zu 837 nm (1,48 eV) etwas schwächer aus, ist jedoch deutlich erkennbar. Die Emission des p-Gebiets mit einer durchschnittlichen Wellenlänge von 881 nm (1,41 eV) konstant um etwa 20 meV bezüglich der Bandlücke von GaAs verschoben. Dieser Unterschied ist deutlich größer verglichen mit den PL-Messungen. Da die Rekombinationsprozesse für CL und PL dieselben sind, konnten die semi-empirischen Gleichungen für n-Typ ((7.4)) und p-Typ GaAs ((7.5)) angewendet

werden. Die Dotierkonzentration im n-Segment wurde zwischen $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $3,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an der Nanodraht-Spitze abgeschätzt. Die konstante Verschiebung im p-Bereich führt zu einer Dotierung im hohen 10^{18} cm^{-3} Bereich.

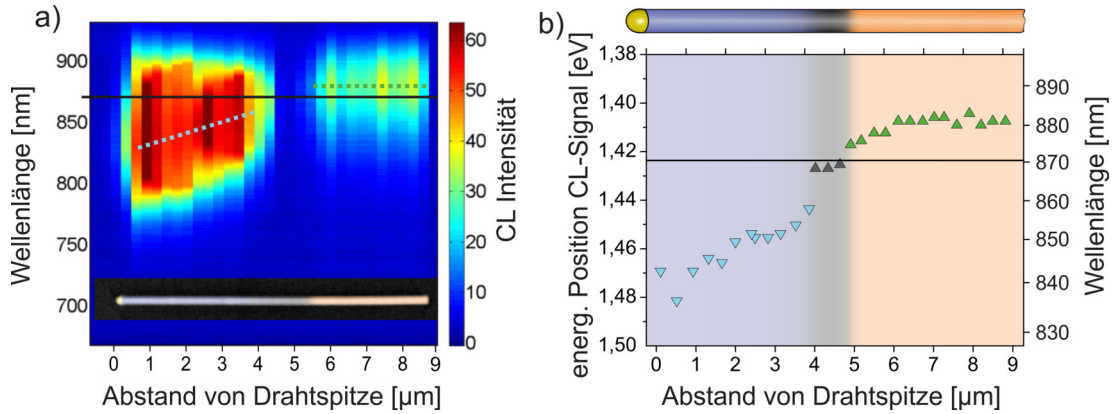


Abbildung 7.11 – Räumlich und spektral aufgelöste CL-Messungen der unterschiedlich dotierten Nanodraht-Gebiete. (links) Zusammenstellung der Einzelmessungen in einem “Colorplot”, worin die Verschiebungen mit gestrichelten Linien hervorgehoben sind. (rechts) Auftragung der energetischen Position der einzelnen Maxima zur Verdeutlichung der Signalverschiebung.

7.1.3 Gegenüberstellung elektrischer und optischer Charakterisierung

Im Großen und Ganzen stimmen die ermittelten Dotierstoffkonzentrationen aus elektrischer (MT-STM) und optischer (PL und CL) Charakterisierung gut überein. Abweichungen, welche die jeweilige Messungenauigkeit übersteigen, werden im Folgenden diskutiert.

Im n-dotierten Segment ergab die Auswertung der MT-STM-Messungen eine geringere Dotierung im Vergleich zu den optischen Messungen. Diese Diskrepanz ist hauptsächlich auf die limitierende Anzahl an Messpunkten zurückzuführen: Abbildung 7.12 verdeutlicht die Tatsache, dass der oberste Teil des Nanodrahts (rund $1,4 \mu\text{m}$) aufgrund des geringen Spitzenabstands nicht vermessen werden konnte. Somit konnten nur wenige Datenpunkte aufgenommen werden, was in einer relativ großen Unsicherheit resultiert. Zudem liegen die Messpunkte nahe des pn-Übergangs, wo – basierend auf den optischen Messungen – nicht von einer konstanten Dotierung ausgegangen werden kann. Somit kann die, vom MT-STM bestimmte, geringe Konzentration von $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ nur als Abschätzung für den n-Bereich direkt nach dem pn-Übergang angesehen werden. Anstatt der Annahme eines linearen Widerstandsverlaufs (und damit der Annahme einer konstanten Dotierung), müsste ein exponentieller Widerstandsanstieg angenommen werden. Hierfür ist die Datenmenge jedoch nicht ausreichend. Im Gegensatz dazu konnten die

PL- und CL-Messungen diesen Anstieg der Dotierstoffkonzentration indirekt sichtbar machen. Auch wenn die Unsicherheit mit $\Delta n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ relativ hoch ist, konnte eine Dotierstoffhöhung, beginnend am pn-Übergang im Bereich von hohen 10^{17} cm^{-3} , um eine Größenordnung ermittelt werden.

Im p-Segment weisen die optischen Messmethoden aufgrund einer hohen Fluktuation der energetischen Maxima eine deutlich größere Unsicherheit auf. Eine Abschätzung der Dotierstoffkonzentration im Bereich von hohen 10^{18} cm^{-3} ist möglich, jedoch zeigten hier die MT-STM-Messungen ein verlässlicheres Ergebnis. Aufgrund der Vielzahl an Messpunkten und dem linearen Dotierprofil hat die ermittelte Dotierstoffkonzentration von $1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nur eine geringe Unsicherheit von rund $\pm 0,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Alle Messtechniken konnten jedoch den mit 500 nm sehr schmalen Bereich zwischen p- und n-Segment darstellen. Dies zeigt die hohe räumliche Auflösung dieser Methoden, welche gerade für Nanostrukturen jedoch auch notwendig ist.

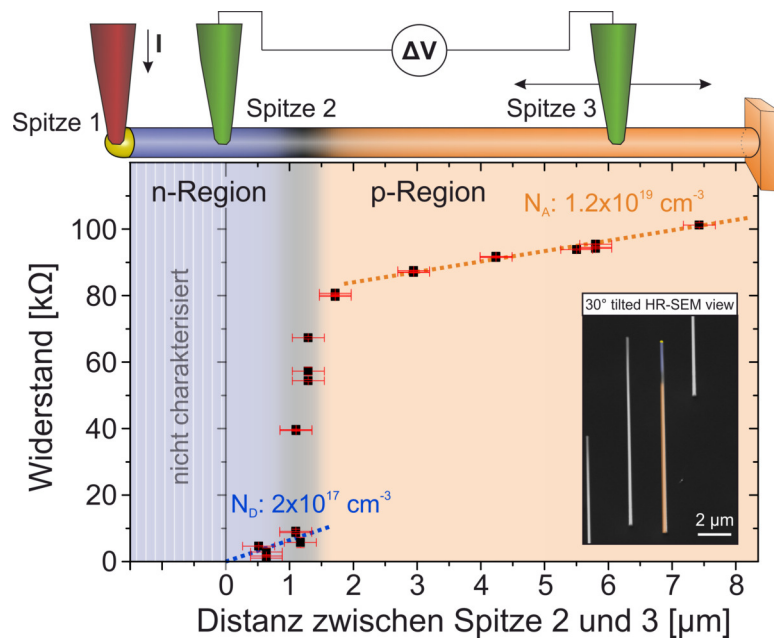


Abbildung 7.12 – Korrigiertes Widerstandsprofil des MT-STMs. Verdeutlichung des - rund $1,4 \mu\text{m}$ langen - nicht messbaren Bereichs im n-dotierten Nanodraht-Segment. Durch die geringe Anzahl an Messpunkten entsteht eine hohe Unsicherheit und erlaubt nur eine Modellierung einer konstanten Dotierstoffkonzentration.

Die unterschiedliche Herangehensweise der elektrischen MT-STM Charakterisierung und den optischen Untersuchungen haben zur Folge, dass zwischen ihren Ergebnissen Abweichungen auftreten. Diese werden nachfolgend eingeordnet, um zu bewerten, wie kritisch diese sind.

Zum einen finden die Messungen im MT-STM an freistehenden (mit dem Wachstums-substrat verbundenen) Drähten statt, wohingegen sie für die optischen Untersuchungen entfernt und auf ein Silizium-Substrat aufgebracht werden müssen. Alle Effekte oder Interaktionen mit dem Siliziumsubstrat, wie zum Beispiel jeglicher Ladungsträgeraus-tausch, werden nicht berücksichtigt. Zum anderen können aufgrund der unterschiedlichen Ansätze und Annahmen (semi-empirische Gleichungen) zur Dotierstoffbestimmung Ab-weichungen auftreten. Nichtsdestoweniger stimmen die Ergebnisse gut überein, was für eine präzise und verlässliche Analyse spricht. Gerade bei Nanostrukturen, welche schwierig zu kontaktieren sind oder komplexere Dotierprofile aufweisen, zeigen sich die Vorteile einer optischen Charakterisierung, um an zusätzliche und/oder komplementäre Informationen zu gelangen. Dennoch werden genauere Modelle benötigt, welche nicht auf semi-empirischen Parametern basieren, um eine präzisere und verlässlichere Auswertung von PL und CL Messungen gewährleisten zu können. Der Einsatz eines MT-STMs kann bei der Modellentwicklung äußerst hilfreich sein, da hier zum Beispiel mit hoher räumlichen Auflösung Dotierkonzentrationen bestimmt werden können.

7.2 Radialer pn-Übergang in GaAs/InGaP-Nanodrähten

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zu Probenotyp F (Wachstumsverlauf siehe Seite 61) dargestellt. Der ladungstrennende Kontakt wurde hierbei, im Gegensatz zu Probe E, in radialer Nanodrahtrichtung ausgeführt. Die Proben wurden an der Universität Duisburg-Essen von Lisa Liborius angefertigt und anschließend zur Charakterisierung an die TU Ilmenau versendet. Von Probenotyp F existieren verschiedene Ausführungen. Da es für die Hüllendicke keine Erfahrungswerte gab, wurden n-dotierte InGaP-Hüllen mit einer Dicke von rund 350 nm sowie etwa 175 nm um einen p-dotierten GaAs-Kern (getapert, mit einem Durchmesser zwischen 150 und 200 nm) gewachsen. Bis auf die Wachstumsdauer der Hülle wurden keine Parameter verändert. Beide Proben sind in ihrer freistehenden Form sowie transferiert auf ein planares Si/SiO_x Substrat, vermessen worden. Zudem wurde eine Probe mit einer n-InGaP-Hüllendicke von ca. 350 nm um einen nominell intrinsischen GaAs-Kern gewachsen und auf ein planares Si/SiO_x Substrat transferiert. Somit kann zunächst der Einfluss des Kerns vernachlässigt werden und die Dotierkonzentration der Hülle bestimmt werden.

7.2.1 Bestimmung der Dotierung in der n-InGaP-Hülle

Die Herstellung ohmscher Kontakte auf n-InGaP ist äußerst herausfordernd, besonders wenn auf Annealing-Schritte mit hohen Temperaturen verzichtet werden möchte. Daher sind TLM-Messungen an diesen Proben nur äußerst schwer durchführbar. Im MT-STM werden keine ohmschen Kontakte benötigt, wodurch die Charakterisierung der Hüllen sehr erfolgversprechend scheint.

In Abbildung 7.13 ist das Widerstandsprofil der reinen n-InGaP-Hülle (intrinsischer Kern) dargestellt. Das Inset zeigt den Messaufbau: Spitze 1 und Spitze 4 (von links nach rechts nummeriert) prägen den Strom an den Drahtenden durch die Hülle ein, Spitze 2 und 3 messen das Potential an ihrer jeweiligen Position.

Zur Modellierung der Dotierstoffkonzentration kann wieder auf Gleichung (3.5) zurückgegriffen werden. Allerdings müssen einige Anpassungen durchgeführt werden. Einerseits ändern sich die materialspezifischen Parameter, wodurch eine Mobilität μ_0 von 3000 cm²/Vs, eine relative Permittivität ϵ_r von 11,8 und ein Oberflächenpotential Φ_{SS} von 0,2 V resultieren. Den weitaus größten Einfluss hat allerdings die Geometrie der Hülle. Das leitfähige Volumen der Hülle ergibt sich aus dem Gesamtvolumen des Drahtes $V_{Nanodraht}$, abzüglich des Kernvolumens V_{Kern} und der oberflächlichen Verarmungszone V_{SCR} . Wie die HR-SEM Aufnahme aus Abbildung 7.13 zeigt, weist der GaAs-Kern einen nahezu dreieckigen Querschnitt auf. Das leitfähige Volumen der Hülle berechnet

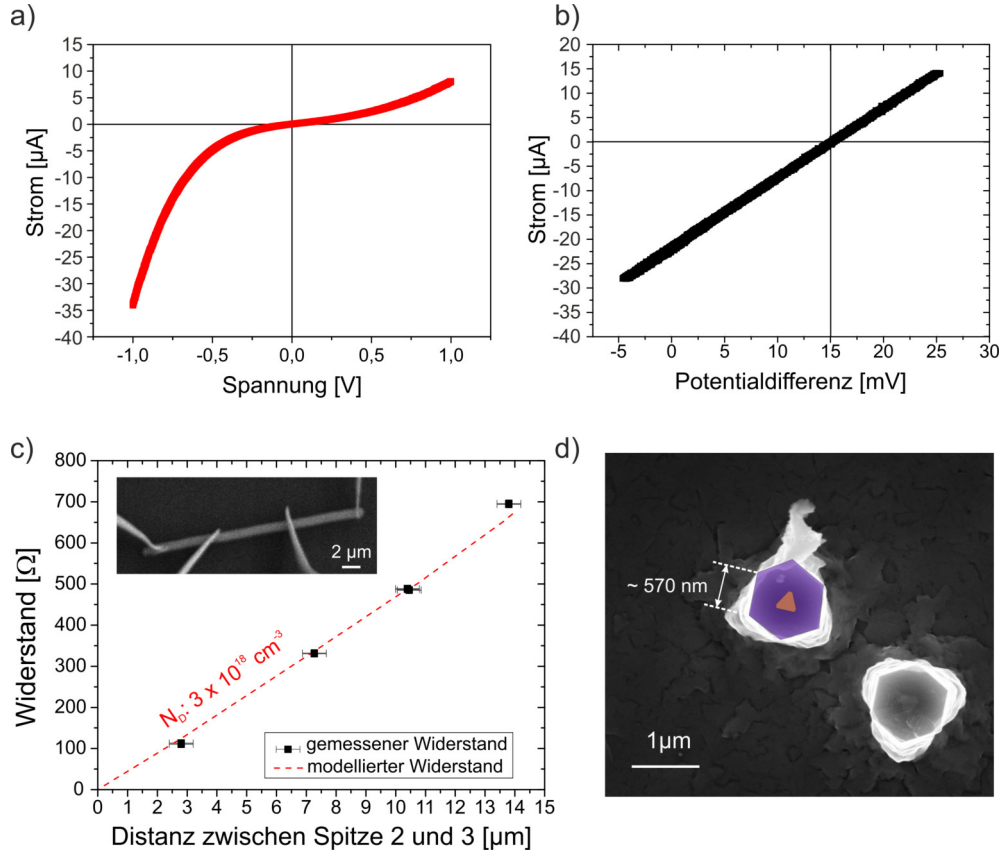


Abbildung 7.13 – (a) Zweipunkt-IV-Messung zwischen Spitze 1 und 4 (siehe Inset (c) von links nach rechts nummeriert). Der nicht-lineare Verlauf kommt aufgrund der Schottky-Kontakte zwischen den Wolfram-Spitzen und der n-InGaP-Hülle zustande. (b) Die Vierpunkt-IV-Kennlinie zeigt, wie erwartet, einen linearen Verlauf, deren Steigung dem Hüllwiderstand zwischen Spitze 2 und 3 entspricht. (c) Widerstandsprofil mit modellierter Dotierstoffkonzentration der n-InGaP-Hülle von Probe F. Das Inset zeigt die Anordnung der vier Messspitzen am Nanodraht. Spitze 1 und 4 prägen, durch das Anlegen einer Spannung, einen Strom durch die Hülle ein. Spitze 2 und 3 messen das Potential. Der Abstand zwischen den Potentialmessspitzen wurde sukzessive verändert. (d) HR-SEM Aufnahme von Stümpfen abgebrochener Drähte dieser Probe. Die unterschiedlichen Materialien von Kern und Hülle resultieren in einem unterschiedlichen Kontrast im SEM-Bild, wodurch die Geometrie von Kern und Hülle ermittelt werden kann.

sich aus

$$V_{\text{leitfähig}} = V_{\text{Nanodraht}} - V_{\text{SCR}} - V_{\text{Kern}} \quad (7.6)$$

mit

$$V_{\text{Nanodraht}} = A_{\text{Nanodraht}} \cdot L = \frac{3}{2} \cdot b^2 \cdot \sqrt{3}, \quad (7.7)$$

$$V_{\text{SCR}} = A_{\text{SCR}} \cdot L = \frac{3}{2} \cdot w_{\text{SCR}}^2 \cdot \sqrt{3} \quad (7.8)$$

und

$$V_{Kern} = A_{Kern} \cdot L = \frac{\sqrt{3}}{4} \cdot a^2. \quad (7.9)$$

Dabei bezeichnet b die Kantenlänge des hexagonalen Nanodrahts, w_{SCR} die Breite der Verarmungszone und a die Kantenlänge des gleichseitigen dreieckigen Kerns. L ist der variierte Abstand zwischen den Potentialmessspitzen. Zudem muss in den Berechnungen das Tapering der Drähte berücksichtigt werden.

Nachdem das leitfähige Volumen jeder Messung berechnet wurde, kann die Dotierstoffkonzentration modelliert werden. Die besten Übereinstimmungen zu den Messergebnissen werden bei einer über die Länge des Drahtes konstanten Konzentration von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erreicht.

7.2.2 Strom-Spannungsmessungen und EBIC-Signale

Nachdem die Bestimmung der Dotierstoffkonzentration der InGaP-Hülle abgeschlossen war, konnte dazu übergegangen werden, p-dotierte GaAs-Kerne zu integrieren. Für das Kernwachstum wurden bereits getestete Parameter verwendet, wodurch die Eigenschaften der GaAs-Kerne grundlegend bekannt waren. Die Parameter beim Wachstum der Hülle wurden ebenfalls gleich gelassen. Die daraus resultierenden Drähte wurden freistehend sowie auf ein Si/SiO_x Substrat transferiert nach Ilmenau versendet. Da die transferierten Drähte keine Kontaktierung des Kerns erlaubten und die Hülle bereits charakterisiert wurde, kamen sie nur für Testzwecke zum Einsatz.

Abbildung 7.14 zeigt die Zweipunkt-IV-Kennlinien der n-InGaP-Hülle (vgl. Abb. 7.13(a)) und eines freistehenden Nanodrahts mit p-GaAs-Kern und n-InGaP-Hülle. Hierbei wurde die Hülle mit einer Messspitze kontaktiert und das p-GaAs-Substrat als Rückkontakt verwendet. Anstatt eines reinen Schottky-Kontakts wie bei Vermessung der reinen InGaP-Hülle, ist der Verlauf der IV-Kennlinie der freistehenden Nanodrahtprobe diodenartig. Jedoch weist der Sperrsättigungsstrom einen sehr hohen Wert auf, was zwei Schlussfolgerungen zulässt. Entweder zeigt der radiale pn-Übergang tatsächlich keine besonders hohe Güte oder der eingeprägte Strom fließt – nach Überwindung zusätzlicher Barrieren – hauptsächlich durch den Kern des Drahtes.

Weiterhin konnte beobachtet werden, dass die an der Hülle kontaktierten Potentialmessspitzen (vgl. 7.15(b-c)) ein von Null verschiedenes Potential (ca. 0,3 V) messen, obwohl der Draht geerdet wurde. Auch dies kann zwei Gründe haben: Zum einen könnte Restlicht, welches in die Messkammer strahlt, Ladungsträger generieren, welche zu der Potentialdifferenz beitragen. Diese könnte jedoch zum anderen auch auf die unterschied-

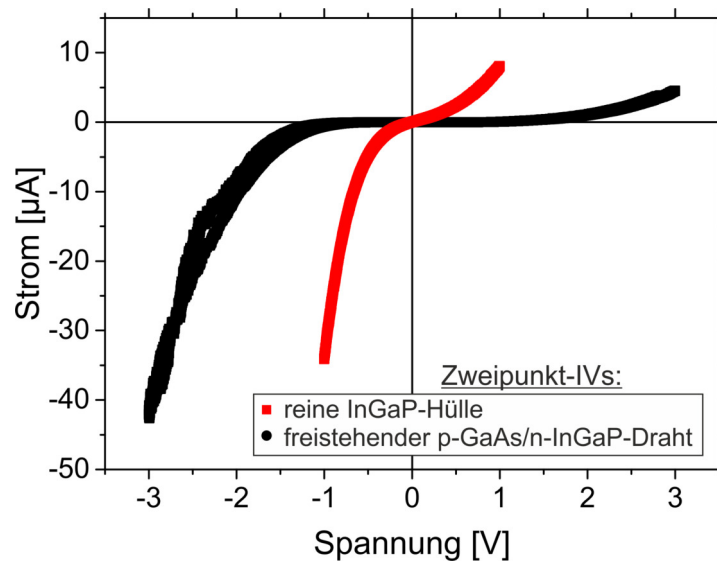


Abbildung 7.14 – Gegenüberstellung der gemessenen Zweipunkt-IV-Kurven der reinen InGaP-Hülle und eines freistehenden Kern-Hülle-Nanodrahts. Im direkten Vergleich mit der Zweipunkt-IV Messung der n-InGaP-Hüllen weist IV-Charakteristik des freistehenden Nanodrahts zusätzliche Barrieren auf. Diese sind schwer zu interpretieren, da der genaue Weg des Stromflusses unbekannt ist und die Messung erneut von den Schottky-Kontakten zwischen Metallspitze und Halbleitermaterial überlagert wird.

lichen Fermi-Niveaus zwischen Kern und Mantel zurückzuführen sein. Hierfür müsste der Stromfluss rein durch den Kern fließen, wodurch auch nur der Kern geerdet wäre.

Im Gegensatz zur schwierig zu interpretierenden Zweipunkt-IV-Messung, zeigen die EBIC-Aufnahmen (Abbildung 7.15) Vielversprechendes. Sobald der Draht mit einer Strommessspitze kontaktiert wird erscheint entlang des ganzen Drahtes ein EBIC-Signal (Abbildung 7.15(c)). Dies deutet darauf hin, dass der ladungstrennende Kontakt erwartungsgemäß die gesamte Nanodrahtlänge ausfüllt. Wird eine Spitze im Potentialmessmodus kontaktiert, wird der Ort des Kontakts dunkler, was auf den Schottky-Kontakt zwischen Wolfram-Spitze und Halbleiter zurückzuführen ist. Ein solches Signal wurde auch bei Probe E im n-GaAs-Bereich beobachtet (vgl. Abbildung 7.6 auf Seite 99), wodurch nochmals die n-Dotierung der Hülle bestätigt werden kann.

Um den pn-Übergang auch elektrisch messbar zu machen, wurde die Hülle von Drähten von Probe F bis etwa zur Hälfte selektiv abgeätzt. Die auf ein planares Si/SiO_x Substrat transferierten Drähte sind in den SEM-Aufnahmen von Abbildung 7.16(b-c) zu erkennen. Dies gestattete einen Zugang zum sonst umschlossenen p-GaAs-Kern der Nanodrahtstruktur.

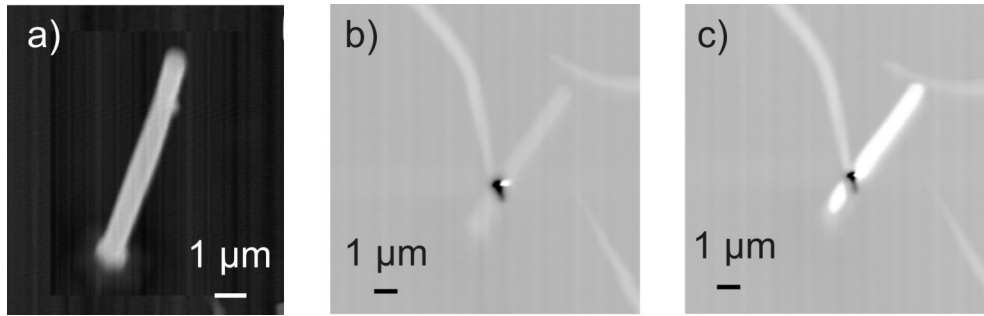


Abbildung 7.15 – EBIC-Aufnahmen von Proben F. (a) Aufnahme eines unkontaktierten freistehenden Nanodrahts von Probe F im “sample current” Modus des SEMs im MT-STM. (b) Mit einer Potentialmessspitze kontaktierter Nanodraht zeigt einen schwarzen Punkt am Ort des Kontaktes. Der Schottky-Kontakt zwischen Wolfram-Spitze und n-InGaP-Hülle führt zu einer Bandverbiegung, wodurch weniger durch den Elektronenstrahl angeregte Elektronen zum Substrat gelangen. (c) Wird der Draht mit einer Strommessspitze kontaktiert erscheint der vollständige Draht hell, mit Ausnahme des Ortes der Potentialmessspitze. Ein EBIC-Signal entlang des ganzen Drahtes zeugt von einem ebenso durchgängigen ladungstrennenden Kontakt, dem pn-Übergang.

Die IV-Charakteristik der Zweipunktmessung, bei der eine Spitze die n-InGaP-Hülle und die andere Spitze den p-GaAs-Kern kontaktierte, ist in Abbildung 7.16(a) dargestellt. Auch wenn im Vergleich zu den beiden vorherigen Messungen weniger Strom fließt und mehr Spannung in Sperrrichtung aufgebracht werden muss, bevor ein Stromfluss auftritt, wird die Kennlinie ebenso von den Schottky-Kontakten überlagert. Des Weiteren fällt auf, dass bei allen drei Messungen der Stromfluss in Sperrrichtung höher ist, als in Vorwärtsrichtung. Eine Erklärung hierfür wäre, dass in diesen Strukturen Tunnelprozesse als dominante Stromtransportmechanismen auftreten. Diese treten besonders dann auf, wenn das Material Defekte aufweist (d.h. Zustände innerhalb der Bandlücke) und wurden meist mit der Elektrolumineszenz-Spektroskopie (EL) detektiert [173, 178–180]. Bislang nicht erfolgreiche Vierpunktmessungen können künftig helfen, unabhängig von den vorhandenen Schottky-Kontakten, den pn-Übergang detailliert zu charakterisieren.

7.2.3 Weiterführende Untersuchungen

Neben den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurde die Hüllenstruktur von Lisa Liborius an der Universität Duisburg-Essen noch weiter charakterisiert. Trotz aller Schwierigkeiten wurde versucht ohmsche Kontakte auf der n-InGaP-Hülle zu realisieren. Die besten elektrischen Eigenschaften wurden mit Ge/Ni/Ge/Au (2/20/50/400 nm) Kontakten gefunden, welche 60 s bei 320 °C getempert wurden. Allerdings waren die morphologischen Veränderungen nicht vernachlässigbar, weshalb zukünftig niedrigere Temperaturen wünschenswert wären. Parallel dazu wurden erste EL-Messungen an den Nanodrähten (p-GaAs-Kern und n-InGaP-Hülle) durchgeführt. Ziel hierbei war es, mehr

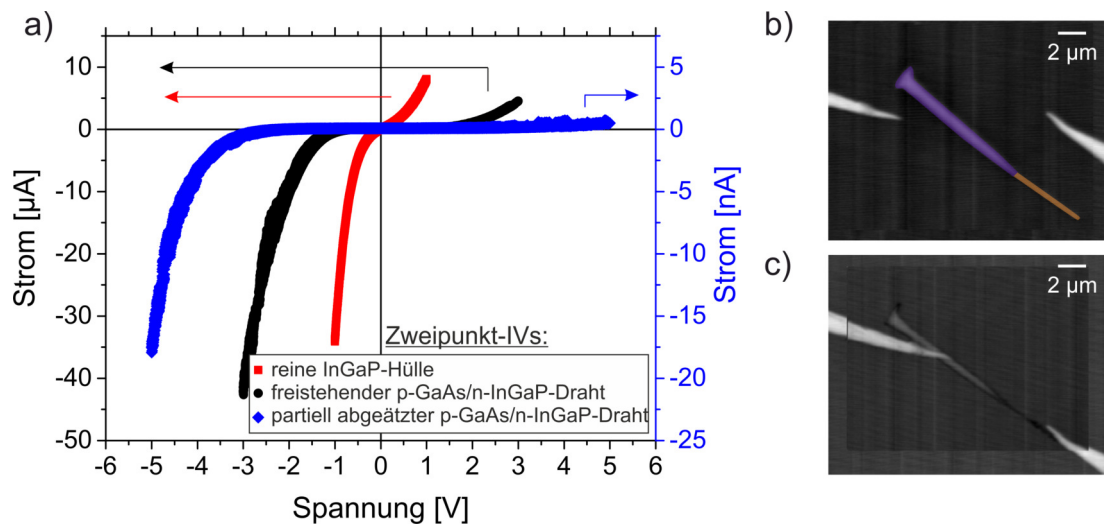


Abbildung 7.16 – (a) Zweipunkt-IV-Charakteristik von n-InGaP-Hülle (rote Symbole), freistehenden (schwarze Symbole) und partiell geätzten Drähte von Probe F (blaue Rauten). Der Stromfluss durch die partiell geätzte Nanodrahtprobe liegt um mehr als drei Größenordnungen unterhalb der vorher durchgeführten IV-Messungen. (b) SEM-Aufnahme des halb-abgeätzten Nanodrahts von Probe F mit farblicher Hervorhebung von Hülle und freigelegtem Kern. (c) SEM-Aufnahme des an Hülle und Kern kontaktierter Draht.

über den Rekombinationsort der Ladungsträger herauszufinden, um Erklärungen für die sehr hohen Sperrsättigungsströme zu finden. Diese Untersuchungen offenbaren, wie bei den MT-STM-Messungen vermutet, das Vorhandensein von strahlenden Tunnelprozessen. Mittels einer intrinsischen InGaP-Schicht zwischen p- und n-Region konnten diese Prozesse verringert werden, wodurch die Sperrsättigungsströme drastisch sanken und eine Dioden-artige IV-Kurve gemessen werden konnte [181]. Allerdings sind noch weitere Verbesserungen und Untersuchungen nötig, um die Tunnelprozesse unterdrücken und den Transport der Ladungsträger besser verstehen zu können.

7.3 Zusammenfassung des Kapitels

Ein detailliertes Verständnis über die Funktionsweise ladungstrennender Kontakte in Nanodrahtstrukturen ist von wesentlicher Bedeutung für künftige opto-elektronische Anwendungen. Hierzu wurden axiale und radiale pn-Kontakte in Nanodrähte elektrisch sowie optisch charakterisiert.

Die Untersuchung von Zwei- und Vierpunkt-IV-Kurven an axialen ladungstrennenden Kontakten offenbarte deutlich die Vorzüge des MT-STMs. Im Vergleich zu den Vierpunktmessungen beinhalten die Zweipunkt-IV-Kennlinien weitere Serienwiderstände und den Schottky-Kontakt zwischen Au-Partikel und Nanodraht. Diese zusätzlichen Faktoren machen die Bestimmung der Schwellenspannung unmöglich und erschweren die Interpretation der spannungsabhängigen lokalen Idealitätsfaktoren. Es zeigte sich, dass der reine pn-Übergang mit einer gemessenen Schwellenspannung von 1,2 V eine sehr gute Übereinstimmung mit einer idealen GaAs-Diode besitzt. Allerdings zeigten die Untersuchungen auch, dass die Qualität der Diode unter einem hohen Serienwiderstand und einem geringen Parallelwiderstand leidet. Aufgrund des UHV-Transfers und der dadurch erhöhten Oberflächenleitfähigkeit sowie das Fehlen einer Passivierungsschicht war Letzteres durchaus zu erwarten. Die Erklärung des zu hohen Serienwiderstands kann im aufgenommenen Widerstandsprofil gefunden werden. Zwischen p- und n-Region wurde ein nur rund 500 nm breiter, hochohmiger Bereich detektiert. Die Löslichkeit der Dotierstoffatome im Au-Partikel erschweren die Realisierung abrupter Übergänge, wodurch beim Wachstum des n-Segments zunächst immer noch Zn-Atome eingebaut wurden, die die Dotierung kompensierten. Abgesehen davon, konnten in den beiden dotierten Regionen die Dotierstoffkonzentration ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ im n-Gebiet bzw. $1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ im p-Gebiet) bestimmt werden. Die Bestrahlung des Nanodrahts mit Elektronen oder Laserlicht zeigte dessen photovoltaische Aktivität. EBIC-Messungen bestätigten die Position und Funktion des ladungstrennenden Kontakts. Letztere konnte ebenfalls mit der Messung eines Photostroms unter Laserbeleuchtung bestätigt werden. Die optischen Messmethoden der Photo- und Kathodolumineszenz verdeutlichten den verzögerten Einbau des n-Dotierstoffes. Die energetische Verschiebung des Lumineszenzsignals konnte mit dem Burstein-Moss-Effekt sowie dem "Bandgap narrowing" erklärt werden, was die Berechnung der Dotierstoffkonzentrationen mittels semi-empirischen Gleichungen ermöglicht. Im Rahmen ihrer Ungenauigkeit stimmen die ermittelten Werte gut mit den MT-STM-Ergebnissen überein.

Die radiale Variante der Ladungsträgertrennung erwies sich als deutlich komplexer. Zunächst wurde die Dotierstoffkonzentration in der n-InGaP-Hülle mittels Vierpunktmessungen mit $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ evaluiert. Dies war besonders wichtig, da auf n-InGaP

nur schwer ohmsche Kontakte aufzubringen sind, wodurch z. B. TL-Messungen kaum möglich sind. Die Auswertung beinhaltet eine sorgfältige Berechnung des leitfähigen Kanals unter Berücksichtigung der Hüllengeometrie und aller radialen Einschränkungen. Erste Zweipunktmessungen an freistehenden Kern-Hülle-Nanodrähten wurden von den Schottky-Kontakten zwischen Spitze und n-InGaP-Hülle überlagert. Vielversprechender waren die vom Nanodraht ausgesendeten EBIC-Signale. Ein entlang des Drahtes kontinuierliches Signal bestätigte die erfolgreiche Dotierung und die radiale Ladungsträgertrennung. Die partielle Abätzung der Hülle und somit die Freilegung des p-GaAs-Kerns von auf Si/SiO_x Substrat transferierten Drähten führte zu ähnlichen Zweipunkt-IV-Kurven. Vierpunktmessungen an diesen bzw. an freistehenden Drähten sollten die wahre IV-Charakteristik des pn-Übergangs darstellen. Zwar gelangen sie noch nicht, sind jedoch für zukünftige Arbeiten geplant.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Nanodrahtstrukturen basierend auf III-V-Halbleitern besitzen vorteilhafte Eigenschaften, welche sie für eine Vielzahl an Anwendungen interessant machen. Aufgrund ihrer Größe sind sie sehr gut zur Miniaturisierung von Bauteilen geeignet. Dieser Vorteil bedingt jedoch auch eine ihrer größten Herausforderungen. Im Gegensatz zu (makroskopischen) planaren Strukturen, wo eine große Zahl an Charakterisierungsmethoden existiert, ist die Untersuchung von Nanodrähten von höherem experimentellen Anspruch. Ziel dieser Arbeit war die Studie des Ladungsträgertransports von unterschiedlich dotierten Nanodrahtstrukturen unter Nutzung eines in dieser Ausführung weltweit einzigartigen Messinstruments, dem UHV-basierenden Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (MT-STM), welches *in vacuo* mit einer modernen und Industrie-relevanten MOVPE kombiniert ist.

Im essentiellen ersten Schritt galt es, die Messergebnisse des MT-STMs mit denen eines konventionellen Transferlängenmessaufbaus (TLM) zu vergleichen und zu bewerten. Hierbei erwies sich das MT-STM, welches als Vierpunktmessinstrument an freistehenden Nanodrähten eingesetzt wurde, nicht nur als konkurrenzfähig, sondern erleichterte mit seiner hohen räumlichen Auflösung, der geringeren Anzahl notwendiger Prozessschritte und seiner Bedienung die Charakterisierung enorm. Im Vergleich zur TLM ist die fehlende Notwendigkeit von ohmschen Kontakten ein gewaltiger Vorteil, wodurch das Instrument universell einsetzbar ist. Zum direkten Vergleich der beiden Techniken wurde eine p-dotierte GaAs-Nanodrahtprobe (Probentyp A) mit beiden Techniken untersucht. Die über axiale Widerstandsprofile ermittelten Dotierungen stimmen gut überein. Zudem konnte ein Modell entwickelt werden, welches zukünftig die Auswertung von TLM-Untersuchungen an getaperten Nanodrähten ermöglicht.

In einem weiteren Schritt konnten mit Hilfe des MT-STM die Dotierungen unterschiedlich gewachsenen Nanodrähten (Probentyp A, B und C) ermittelt werden. Dabei wurde ein inverser Zusammenhang zwischen Wachstumstemperatur und Dotierstoffkonzentration gefunden, welcher mit der verstärkten Pyrolyse des Ga-Präkursors erklärt werden konnte.

Je höher die Wachstumstemperatur ist, desto mehr zerlegtes Ga ist im Reaktor vorhanden. Der dadurch steigenden Wachstumsrate steht eine konstante Dotierstoffversorgung gegenüber, wodurch die Dotierung im Nanodraht abnimmt. Mit dieser Erkenntnis lässt sich während des Wachstums auch durch Temperaturänderungen bestimmte Dotierungen einstellen.

Da das MT-STM in UHV-Umgebung arbeitet und dem Fachgebiet ein eigens entwickeltes UHV-Transfersystem zur Verfügung steht, ist es möglich, Proben direkt nach dem Wachstum in Apparaturen für UHV-basierte Charakterisierungsmethoden zu schleusen und damit zu untersuchen. Die Proben A und B wurden im UHV-transferierten sowie im oxidierten Zustand mit dem MT-STM vermessen. Dabei stellte sich heraus, dass die Leitfähigkeit der oxidierten Probe niedriger ist im Vergleich zur UHV-transferierten. Erklärt werden konnte dies mit der Ausbildung einer oberflächennahen Verarmungszone aufgrund von Oberflächenzuständen innerhalb der Bandlücke. Die Breite dieser Verarmungszone, welche mit verschiedenen Modellen berechnet werden kann, hängt hauptsächlich von der Stärke der Dotierung, dem Material, der Oberflächenzustandsdichte und deren energetischer Position ab und schränkt den leitfähigen Kanal im Inneren der Nanodrähte ein. Im UHV-transferierten Fall konnten die Messergebnisse nur mit einem Oberflächenpotential von nahezu Null in Übereinstimmung gebracht werden. Dies bedeutet, dass UHV-transferierte GaAs(112) Oberflächen eine geringe Oberflächenzustandsdichte innerhalb der Bandlücke besitzen. Auch die nominell undotierten Sockel der Nanodrähte von Probe B zeigten nach ihrer Oxidation eine geringere Leitfähigkeit als zuvor. Der einzige Ladungsträgertransportkanal bei undotierten Drähten ist ihre Oberfläche. Als wahrscheinlichste Erklärung für eine verringerte Oberflächenleitung aufgrund der Oxidation wird angesehen, dass nun Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke existieren, welche als Fallenzustände fungieren und den Ladungsträgertransport erschweren.

In einem weiteren Schritt wurde unter Federführung von Stefan Korte und Prof. Dr. Bert Voigtländer (FZ Jülich) der Transport von Ladungsträger vom Draht-Inneren zur Oberfläche an einer oxidierten Nanodraht-Probe untersucht. Wie bereits zuvor festgestellt wurde, ist der Übergang vom Kerninneren zur Oberfläche bei abrupten Änderungen der Dotierstoffkonzentration (von dotiert zu nominell undotiert; Proben typ B und C) ohmsch. Existiert jedoch zwischen Kern- und Oberflächenleitung eine Region, wo sich die Dotierung sukzessive ändert, steigt die Breite der radialen Verarmungszone mit sinkender Dotierung an und die Ladungsträger können nicht mehr zur Oberfläche gelangen (Proben typ D). Die Potentialbarriere zwischen Kern und Oberfläche steigt mit sinkender Dotierung auf bis zu 0,6 V an. In diesem Bereich wurde auch eine deutlich schlechtere

Oberflächenleitung festgestellt, was auf die reduzierte Oberflächenzustandsdichte am Fermi-Level zurückgeführt werden konnte.

Die Integration von ladungstrennenden Kontakten in Nanodrahtstrukturen ist für die Verwendung dieser als Bauelemente unerlässlich. In den meisten Fällen und auch in dieser Arbeit übernimmt ein pn-Übergang die Funktion der Ladungsträgertrennung. Diese Trennung kann in Nanodrähten in unterschiedlichen geometrischen Anordnungen gelöst werden: axial oder radial.

Zunächst wurde die axiale Nanodraht-Architektur genauer untersucht (Probentyp E). Die elektrische Charakterisierung zeigte sehr schnell, dass die Aufnahme von Zweipunkt-IV-Kurven nicht ausreicht und Vierpunktmessungen deutlich mehr Informationen beinhalten. Neben der Schwellenspannung, welche sehr genau der Schwellenspannung einer idealen GaAs-Diode entspricht, konnten auch die lokalen Idealitätsfaktoren der Diode bestimmt werden. Diese deuteten auf einen zu niedrigen Parallel- und einen zu hohen Serienwiderstand hin. Ersteres war plausibel, da die Probe einerseits UHV-transferiert wurde und somit eine erhöhte Oberflächenleitung erwartet werden musste, andererseits wurden noch keine Bemühungen für eine Passivierungsschicht o.ä. gemacht. Der hohe Serienwiderstand konnte mit Blick auf das aufgenommene Widerstandsprofil erklärt werden. Der Übergang von p- zu n-Gebiet war keinesfalls abrupt, was sich in einem starken und (örtlich) ausgedehnten Widerstandsanstieg äußerte. Obwohl während des Wachstums die Dotierstoffe unverzüglich gewechselt wurden, führt die Löslichkeit der Elemente im Au-Partikel dazu, dass ein kompensierter Einbau stattfindet. Erst nachdem die p-Dotierstoffatome vollständig aus dem Au-Partikel entfernt wurde, findet das n-dotierte Wachstum in gewünschter Konzentration statt. Die Einkopplung eines Elektronen- sowie Laserstrahls zeigte die photovoltaische Aktivität des ladungstrennenden Kontakts in Form von EBIC-Signalen bzw. eines Photostroms. Darüber hinaus bestätigten Photo- und Kathodolumineszenzmessungen den verzögerten Einbau des Donators. Mittels semi-empirischer Gleichungen konnten die Dotierstoffkonzentrationen beider Gebiete berechnet werden. Diese sind im Rahmen ihrer Ungenauigkeit in guter Übereinstimmung mit den MT-STM-Messungen.

Radiale ladungstrennende Kontakte in Nanodrähten versprechen theoretisch eine höhere maximale Effizienz als axiale Strukturen, jedoch liegen die realen Wirkungsgrade dieser Solarzellen noch immer darunter. Im letzten Abschnitt dieser Arbeit wurde zunächst die Dotierstoffkonzentration der n-InGaP-Hülle mittels des MT-STMs bestimmt. Der über die vollständige Länge des Drahtes verlaufende ladungstrennende Kontakt konnte mittels EBIC-Signalen detektiert und bestätigt werden. Die Problematik radialer Heterostrukturen ist, dass der Kern nicht mit Messspitzen adressierbar ist. Daher wurde die Hülle im oberen Teil der Nanodrähte mittels Ätzprozessen entfernt. Trotz des Zugangs

8 Zusammenfassung und Ausblick

zum Kern reichten Zweipunktmessungen nicht aus, den pn-Übergang zu charakterisieren. Schottky-Kontakte zwischen den Messspitzen und den Halbleitermaterialien überlagern die IV-Charakteristik. Zielführend hierfür wären Vierpunktmessungen, die jedoch aufgrund der äußerst herausfordernden Kontaktierung der Drähte zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht gelungen sind.

Die vorliegende Arbeit schafft ein grundlegendes Verständnis des Ladungsträgertransportes in Nanodrahtstrukturen. Sie zeigt, wie herausfordernd die Untersuchung von einzelnen freistehenden Nanodrähten ist und welchen Einfluss kleinste Änderungen wie z. B. Dotierungsvariationen auf Transportprozesse haben. Die präzise Ermittlung von Dotierprofilen in III-V-Nanodrähten bildet einen sehr guten Ausgangspunkt für die Verbesserung von Nanodraht-basierten Bauelementen.

Das in dieser Arbeit erlangte Wissen zum Einfluss der Oberflächenzustände könnte in weiteren aufwändigen Untersuchungen wie z. B. der Drahtcharakterisierung unter tiefen Temperaturen (≤ 77 K) oder Rastertunnelmikroskopie sowie -spektroskopie-Aufnahmen an Nanodrahtfacetten untermauert und erweitert werden. Diese komplexen Messungen könnten den Einfluss der Oberflächenstruktur der Nanodrähte auf ihre elektronischen und optoelektronischen Eigenschaften aufzeigen und damit die Eignung der Nanodrähte für verschiedene Bauelemente klären bzw. Verbesserungsansätze, beispielsweise für die Oberflächenterminierung, schaffen.

Anhang

A1: Drude-Modell

Der Ladungsträgertransport in einem Material wird mit dessen elektrischer Leitfähigkeit σ beschrieben. Sie ist definiert als Proportionalitätskonstante zwischen einem elektrischen Feld E , welches eine treibende Kraft darstellt, und der resultierenden Stromdichte j .

$$j = \sigma E = -\sigma \nabla \phi_{el} \quad (8.1)$$

Die elektrische Feldstärke E kann als Gradient eines elektrischen Potentials ϕ_{el} dargestellt werden. Somit ist die Einheit der elektrischen Leitfähigkeit $1/\Omega m$ oder A/Vm .

Gleichung 8.1 wurde bereits 1826 von Georg Simon Ohm aufgestellt. Nach ihm wurde schließlich auch die Einheit des elektrischen Widerstands benannt.

Bereits im Jahr 1900 wurde von Paul Drude ein Modell präsentiert, welches unter anderem den linearen Zusammenhang zwischen elektrischer Stromdichte und elektrischem Feld korrekt darstellte. Hierbei konnte er erstmalig das Ohmsche Gesetz erklären. Allerdings ging Drude von den falschen Annahmen aus, dass Elektronen im Metall mittels einem klassischen Teilchengases beschrieben werden könnten, obwohl die Dichte ein Tausendfaches größer ist, als die eines typischen Gases. In seinem Modell bewegen sich Elektronen mit einer mittleren thermischen Geschwindigkeit v_{therm} und wechselwirken einzig mit den Atomrümpfen. Auf Grund des elektrischen Feldes E werden die Elektronen beschleunigt, jedoch gleichzeitig durch die Stöße mit den Atomrümpfen abgebremst. Zwischen den Stößen bewegen sich die Elektronen frei, ohne Wechselwirkung untereinander oder mit den Ionen. Drude stellte daraus eine Bewegungsgleichung auf:

$$m \frac{dv}{dt} = -eE - m \frac{v_D}{\tau} \quad (8.2)$$

Hierbei stellt der Term $m \frac{v_D}{\tau}$ ein Reibungsterm, mit der Ladungsträgermasse m , dar, worin die Wechselwirkungen zwischen Elektron und Rumpf berücksichtigt werden. Die Driftgeschwindigkeit $v_D = v - v_{therm}$ beinhaltet die vom elektrischen Feld zusätzlich bewirkte Geschwindigkeitskomponente. Innerhalb der charakteristischen Stoßzeit τ relaxiert diese Geschwindigkeit durch die Stöße. Der stationäre Fall $dv/dt = 0$ vereinfacht die Bewegungsgleichung zu:

$$v_D = -\frac{e\tau}{m} E = -\mu E \quad (8.3)$$

Hierbei wurde die Beweglichkeit $\mu = e\tau/m$ eingeführt, welche die Driftgeschwindigkeit v_D der Ladungsträger pro elektrischer Feldstärke E angibt. Mit Hinzufügen der

Elektronendichte n in Gleichung 8.1, kann die elektrische Stromdichte als

$$j = -env_D = \frac{ne^2\tau}{m} = ne\mu E \quad (8.4)$$

dargestellt werden. Somit ist die elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{ne^2\tau}{m} = ne\mu \quad (8.5)$$

Das von Drude entwickelte Modell weist durch seine Simplität den Vorteil auf, dass die Bestimmung der Mobilität und Ladungsträgerkonzentration in Halbleitern leicht möglich sind. Außerdem werden keine Materialklassen berücksichtigt, was zur Folge hat, dass das Modell auch für das Leitungsband von Halbleitern eingesetzt werden kann. Allerdings muss auch auf die Randbedingungen und Schwächen des Modells hingewiesen werden. Die Annahme, dass beim Ladungsträgertransport alle Elektronen beteiligt sind ist falsch und verletzt das Pauli-Prinzip. Weiter wird von dem Modell eine falsche Proportionalität von Widerstand und Leitfähigkeit bezüglich der Temperatur vorhergesagt. Anstatt das beobachtete $1/T$ Verhalten wird in Drudes Modell ein $1/\sqrt{T}$ Verhalten prognostiziert. Somit dient das Drude-Modell als anschauliches Beispiel des Ladungsträgertransports, jedoch nicht für eine quantitative Betrachtung.

A2: Sommerfeld-Theorie

Arnold Sommerfeld korrigierte in seiner Theorie um 1920 die falschen Annahmen von Drude. Anstatt eines Teilchengases ging er bei der Beschreibung des elektrischen Transports von einem Gas freier Fermionen aus, welche der Schrödinger-Gleichung¹ gehorchen sowie dem Pauli-Prinzip² unterliegen. Mit den beiden Grundannahmen lässt sich ein Ausdruck für die elektrische Leitfähigkeit finden, welcher zumindest das Verhalten von einfachen Metallen gut wiedergibt.

$$j = -en\langle v \rangle = -en\frac{\hbar}{m}\langle k \rangle = -e\frac{1}{V}\sum_{k,\sigma}\frac{\hbar k}{m} \quad (8.6)$$

Hierbei beschreibt $\langle v \rangle = \langle \hbar k / m \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen. Im thermischen Gleichgewicht, bei $\langle v \rangle = 0$, ist kein Stromfluss vorhanden. Erst im Nichtgleichgewicht kann ein Strom fließen.

$$j = -\frac{en\hbar}{m}[\langle k \rangle - \langle k \rangle^0] = -\frac{en\hbar}{m}\delta k \quad (8.7)$$

Eine endliche elektrische Stromdichte wird somit nur erreicht, wenn die Impulsverteilung der Elektronen sich von ihrer Gleichgewichtsverteilung unterscheidet.

Die Impulsverteilung kann im Impulsraum bei 0 K mit einer Fermi-Kugel dargestellt werden (siehe Abbildung 8.1(a)). Der Radius dieser Kugel spiegelt die der Fermi-Energie zugehörigen Impulse wider. Ohne äußere Krafteinwirkung ist der Gesamtimpuls der Kugel null, da es zu jedem Wellenvektor k einen entsprechenden Wellenvektor $-k$ gibt. Sobald eine äußere Kraft (z. B. elektrisches Feld E) auf die Fermi-Kugel wirkt, wächst jeder Wellenvektor um δk an. Pro Zeitintervall t wird die Kugel um $\delta k = \frac{Et}{\hbar}$ verschoben und die darin enthaltenen Zustände umverlagert. Wird die äußere Kraft abgeschaltet, so relaxiert δk aufgrund von Streuprozessen mit einer Abklingzeit von $e^{-t/\tau}$ wieder gegen null.

Betrachtet man den Gleichgewichtsfall $\frac{\delta \langle k \rangle}{dt} = 0$, folgt $\delta k = -\frac{eE}{\hbar}\tau$. Daraus kann mit Gleichung 8.7 das Ohmsche Gesetz dargestellt werden.

$$j = \frac{ne^2\tau}{m}E = ne\mu E = -nev_D \quad (8.8)$$

¹Quantenmechanische Beschreibung der elektronischen Struktur von Atomen: $\mathcal{H}\Psi(r) = E\Psi(r)$

²Fermionen mit dem gleichen Spin können nicht denselben Quantenzustand besetzen und müssen ggf. auf energetisch ungünstige, höhere Niveaus ausweichen.

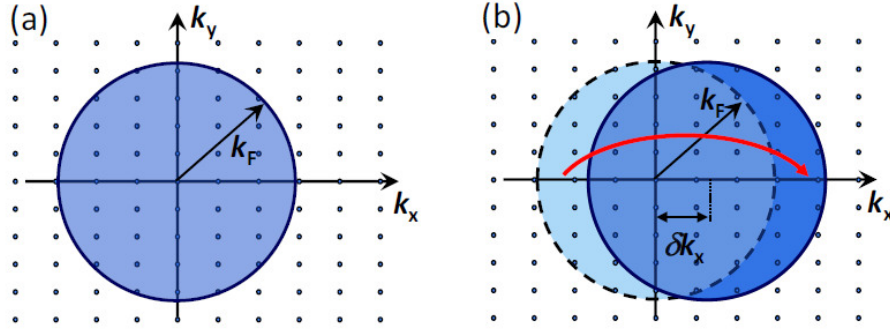


Abbildung 8.1 – Darstellung der Fermi-Kugel im Impulsraum, welche alle besetzten Elektronenzustände umschließt. (a) Ohne äußere Kraft F ist der Gesamtimpuls null, da jedem Wellenvektor k ein entsprechender Wellenvektor $-k$ entgegenwirkt. (b) Wirkt eine äußere Kraft auf die Fermi-Kugel, wächst jeder Wellenvektor im Zeitintervall t um $\delta k = \frac{Ft}{\hbar}$ an. Die Fermi-Kugel wird um δk verschoben. Die Zustände werden vom hellblauen Bereich in den dunkelblauen Bereich umverlagert. Entnommen aus [60]

Wie schon beim Drude-Modell wird die Beweglichkeit μ als Quotient von Driftgeschwindigkeit v_D pro Feldstärke E beschrieben.

$$\mu = -\frac{v_D}{E} = \frac{j}{neE} = \frac{e\tau}{m} \quad (8.9)$$

Allerdings beinhaltet nun die Driftgeschwindigkeit quantenmechanische Größen und wird als $v_D = \hbar \delta k / m$ dargestellt. Damit ergibt sich die elektrische Leitfähigkeit zu

$$\sigma = ne\mu = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{mv_F}. \quad (8.10)$$

Hierbei werden wieder neue Größen eingeführt, welche die Beschreibung des Ladungsträgertransports noch realistischer machen. Die mittlere freie Weglänge $l = v_F\tau$ beschreibt die Strecke, die ein Elektron innerhalb der mittleren Zeit τ zwischen zwei Streuprozessen zurücklegen kann. Dabei ist darauf zu achten, dass anstatt der mittleren Driftgeschwindigkeit v_D die tatsächliche Geschwindigkeit der Elektronen (Fermi-Geschwindigkeit $v_F = \hbar k_F / m$) verwendet werden muss, da nicht alle Elektronen am Streuprozess teilnehmen können. Nur Elektronen in einem schmalen Energieintervall mit der Breite $\sim k_B T$ um E_F sind für Streuprozesse zu berücksichtigen, da die maximale Energieübertragung bei einem Streuprozess in der Größenordnung von $k_B T \ll E_F$ liegt. Weit unterhalb der Fermi-Energie sind keine Streuprozesse möglich, da es keine freien Zustände gibt und das Pauli-Prinzip eine Doppelbesetzung verbietet.

Abbildung 8.2 verdeutlicht den Energiebereich, in dem Elektronen an Streuprozessen teilnehmen dürfen. Innerhalb $E_F - k_B T$ der dargestellten Fermi-Kugel sind Streuprozesse verboten. Nur Elektronen, welche sich im Energiebereich $\sim k_B T$ um E_F befinden, können gestreut werden und somit am Ladungsträgertransport teilnehmen.

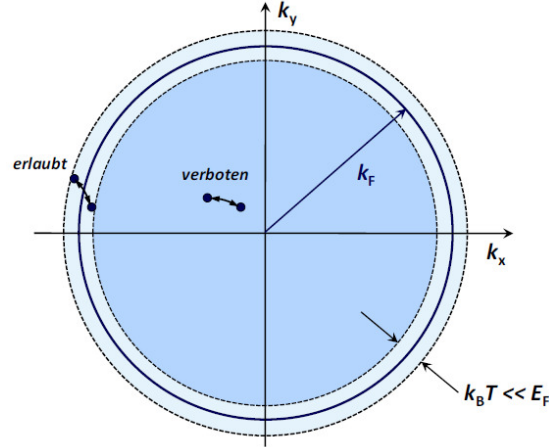


Abbildung 8.2 – Veranschaulichung der zum Ladungsträgertransport teilnehmenden Elektronen. Nur Elektronen im Energiebereich $\sim k_B T$ um E_F können an Streuprozessen teilnehmen. Elektronen weit unter E_F können aufgrund des Pauli-Gesetzes nicht streuen, da keine besetzbaren Zustände vorhanden sind. Entnommen aus [60]

Mit dieser Darstellung wird klar, dass beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes der Stromfluss nur von einem sehr kleinen Bruchteil von umverlagerten Elektronen zustande kommt. Im Gegensatz zur Vorstellung Drudes, bei dem alle Elektronen sich mit v_D bewegen und zum Ladungsträgertransport beitragen, werden von Sommerfeld nur sehr wenige Elektronen (an der Fermi-Fläche), jedoch mit einer wesentlich höheren Geschwindigkeit, betrachtet. Im erweiterten Modell von Sommerfeld werden, wie beschrieben, quantenmechanische Effekte und – auf Grund der Fermi-Statistik – auch verschiedene Materialklassen berücksichtigt.

A3: Herstellung und Einbau der Messspitzen

Die Messspitzen werden nasschemisch geätzt und können somit selbst hergestellt werden. Ausgehend von einem $25\text{ }\mu\text{m}$ dicken Wolframdraht, welcher in verdünnter Natronlauge (5 molarer NaOH) getaucht und unter Spannung gelegt wird, werden innerhalb von 15 min Messspitzen geätzt. Eine perfekte Spitze weist nach der Ätzung einen Spitzenradius von unter 100 nm auf und besitzt ein Aspektverhältnis (geätzte Spitzenlänge zu Drahtdurchmesser) von rund 1,5. Damit die Messspitzen verwendet werden können, müssen diese in Halter eingebaut werden (siehe Abbildung 8.3). Hierzu muss ihre Gesamtlänge auf rund 5 mm gekürzt werden. Anschließend werden sie durch zweimaliges, entgegengesetztes Verbiegen im Halter verklemmt.

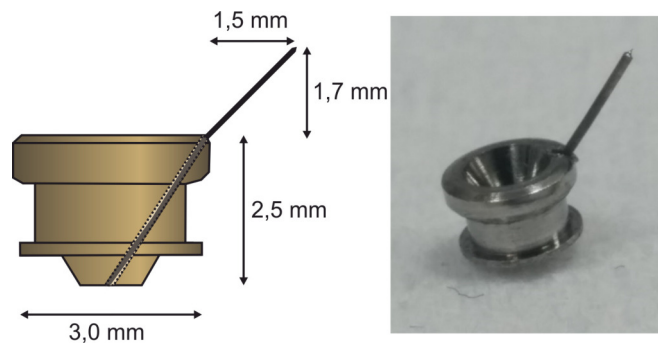


Abbildung 8.3 – Schematische Darstellung der geometrischen Abmessungen eines Messspitzenhalters mit Wolframspitze (links). Fotografie einer in den Spitzenhalter eingebaute Messspitze.

Bevor neue Spitzen im MT-STM verwendet werden können, müssen sie zunächst gereinigt und von ihrem Oberflächen-Oxid befreit werden. Hierzu werden sie in die Schleusekammer eingebaut und die Kammer abgepumpt. Bei einem Druck von rund $1 \cdot 10^{-7}$ mbar wird Argon in die Kammer geleitet, sodass der Druck auf etwa $5 \cdot 10^{-6}$ mbar steigt. Mittels einer Sputteranlage werden die Argon-Atome ionisiert und auf die Spitzen mit 2500 eV beschleunigt. Zur Ionisation wird ein Strom von 10 mA bereitgestellt. Nach rund 20-25 min sind die Spitzen vom Oxid und anderen Kontaminationen gereinigt und können in die Analysekanne geschleust werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	III-V-Wachstum auf Silizium. Schichtwachstum vs. Nanodrahtwachstum	3
2.1	Diamant- und Zinkblende-Struktur	8
2.2	Bandstruktur von GaAs	9
2.3	Auswirkung der Dotierung	10
2.4	Energiebanddiagramm eines pn-Übergangs	11
2.5	Darstellung der Fermi-Kugel im Impulsraum	13
2.6	Streuprozesse in der Fermi-Kugel	14
2.7	Messanordnung der Zwei- und Vierpunktmessung	15
2.8	Berechnung des Widerstandsprofils aus Vierpunktmessung	16
3.1	Schematische Darstellung des MOVPE-Systems	20
3.2	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums	21
3.3	Mögliche Nanodraht-Facetten	24
3.4	Gegenüberstellung von {112} Oberflächenstrukturen	25
3.5	Exemplarische Bestimmung der Facetten für Probe B	26
3.6	Zusammenhang zwischen Oberflächenzustände, Bandverbiegung und Ver- armungszone bei Nanodrähten	29
3.7	Bandverbiegung in Abhängigkeit der Oberflächenzustandsdichte	32
3.8	Auswirkung einer breiten Oberflächenzustandsdichte	33
3.9	Auswirkungen des Burstein-Moss und Bandgap Narrowing Effekts	36
4.1	Schematische Darstellung des MT-STMs	41
4.2	Schematische Darstellung der Spitzen und deren Scanner-Einheit im MT-STM	42
4.3	Schematische Darstellung des REMs	44
4.4	Schematische Darstellung aller Spitzen inklusive elektrische Anschlüsse	45
4.5	Schematische Darstellung Vierpunktmessung am Nanodraht	46
4.6	Schematische Darstellung der Lichteinkopplung im MT-STM	47
4.7	exemplarisches Widerstandsprofil einer MT-STM Messung	48
4.8	Exemplarische TLM-Messung	51
4.9	Aufbau des PL-Messplatzes	52

5.1	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp A .	56
5.2	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp B .	57
5.3	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp C .	58
5.4	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp D .	59
5.5	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp E .	60
5.6	Schematische Darstellung des Nanodraht-Wachstums von Probentyp F .	61
6.1	Schematische Ablauf der beiden genutzten Messmethoden	65
6.2	Vergleich der I-V-Kennlinien von MT-STM und TLM	66
6.3	Widerstandsprofil von Probe A via MT-STM	68
6.4	Geometrische Zusammenhänge für einen NW bei TLM-Messung	68
6.5	TLM-Messergebnisse für zwei unterschiedliche p-GaAs-NW	70
6.6	Gegenüberstellung der MT-STM und TLM Messdaten	72
6.7	Widerstands- und Dotierprofil Probentyp A,B und C	74
6.8	MT-STM-Profil Probentyp A vor und nach Oxidation	77
6.9	MT-STM-Profil Probentyp B vor und nach Oxidation	79
6.10	Oberflächenleitung vs. Hüllenleitung Probentyp B	80
6.11	Widerstandsverlauf Probentyp D	83
6.12	Offset-Spannung von Probentyp D	85
6.13	Banddiagramm von Probentyp D	86
6.14	Radiales Banddiagramm Region 2 und 3	88
7.1	Zweipunkt- und Vierpunkt-Strom-Spannungskennlinie des axialen pn-Nanodraht-Übergangs	93
7.2	Logarithmische Darstellung der IV-Kurve und Berechnete lokale Idealtätsfakoren	94
7.3	Widerstandsprofil axialen pn-Nanodrahts	96
7.4	Schwellenspannung Probentyp E	97
7.5	Banddiagramm Probentyp E	98
7.6	EBIC Aufnahme von Probentyp E	99
7.7	SEM-Aufnahmen von kontaktiertem und beleuchteten Nanodraht	100
7.8	4-Punkt IV-Kurven von Probentyp E mit und ohne Beleuchtung	101
7.9	PL-Messung von axialen Nanodraht-pn-Übergang	103
7.10	Ermittelte Dotierstoffkonzentration aus PL-Verschiebung	107
7.11	CL-Messung von axialen Nanodraht-pn-Übergang	108
7.12	Korrigiertes Widerstandsprofil des MT-STMs	109
7.13	Widerstandsprofil von Probentyp F	112

7.14	Zweipunkt-IV-Kurven von Hülle und freistehenden Nanodrähten der Probe F	114
7.15	EBIC-Aufnahmen von Probenotyp F	115
7.16	Zweipunkt-IV von Hülle, freistehenden und partiell geätzten Drähte von Probenotyp F	116
8.1	Darstellung der Fermi-Kugel im Impulsraum	127
8.2	Streuprozesse in der Fermi-Kugel	128
8.3	Geometrische Darstellung einer MT-STM Spitze	129

Abkürzungsverzeichnis

As	Arsen
Au	Gold
CL	Kathodolumineszenz-Spektroskopie
CV	Kapazitäts-Spannungsmessung
DEZn	Diethyl-Zink
E_a	Aktivierungsenergie
EBIC	Elektronenstrahl-induzierter Strom (engl. electron beam induced current)
E_C	Leitungsband
E_{CNL}	Ladungsträger-Neutralitäts-Level (engl. charge neutrality level)
E_F	Fermi-Level
EL	Elektrolumineszenz-Spektroskopie
E_V	Valenzband
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
GaP	Galliumphosphid
HL	Halbleiter
HR-SEM	hochauflösendes Rasterelektronenmikroskop (eng. high resolution SEM)
In	Indium
InGaP	Indium-Galliumphosphid
I-V-Kennlinie	Strom-Spannungs-Kennlinie
k	Boltzmannkonstante
MOVPE	Metallorganische Gasphasen Epitaxie
MT-STM	Multi-Spitzen Rastertunnelmikroskop (engl. multi-tip scanning tunneling microscope)
N_A	Akzeptor-Dotierstoffkonzentration
N_D	Donator-Dotierstoffkonzentration

Abkürzungsverzeichnis

P	Phosphor
PL	Photolumineszenz-Spektroskopie
SED	Sekundärelektronendetektion
SEM	Rasterelektronenmikroskop (eng. scanning electron microscope)
SIMS	Sekundärionen-Massenspektroskopie
Sn	Zinn
T	Temperatur
TBAs	Tert-buthyl Arsen
TBP	Tert-buthyl Phosphor
TESn	Triethyl Zinn
TLM	Transferlängenmessung (engl. (Transfer Line Methode)
TMGa	Trimethyl Gallium
TP	Taperingsparameter
TU-I	Technische Universität Ilmenau
UDE	Universität Duisburg-Essen
UHV	Ultrahochvakuum
V_{th}	Schwellenspannung (engl. threshold voltage)
w_{SCR}	Breite der Raumladungszone (engl. space charge region)
WZ	Wurzit
ZB	Zinkblende
Zn	Zink

Literaturverzeichnis

- [1] M. Steidl, “Integration von nanoskaligen III-V Halbleiterstrukturen auf Silizium für die solare Energiekonversion,” Doktorarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2018.
- [2] W. Zhao, “Vierpunktmessungen an freistehenden Nanodrähten mit einem Multispitzen-Rastertunnelmikroskop,” Doktorarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2016.
- [3] J. Kilby, “Invention of the integrated circuit,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 23, no. 7, pp. 648–654, 1976.
- [4] <https://www.cnet.com/news/moores-law-is-dead-nvidias-ceo-jensen-huang-says-at-ces-2019/>, Abgerufen am 10.05.2019.
- [5] K. Yoshikawa, H. Kawasaki, W. Yoshida, T. Irie, K. Konishi, K. Nakano, T. Uto, D. Adachi, M. Kanematsu, H. Uzu, and K. Yamamoto, “Silicon heterojunction solar cell with interdigitated back contacts for a photoconversion efficiency over 26%,” *Nature Energy*, vol. 2, no. 5, p. 17032, 2017.
- [6] W. Shockley and H. J. Queisser, “Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 3, pp. 510–519, 1961.
- [7] A. Paszuk, S. Brückner, M. Steidl, W. Zhao, A. Dobrich, O. Supplie, P. Kleinschmidt, W. Prost, and T. Hannappel, “Controlling the polarity of metalorganic vapor phase epitaxy-grown GaP on Si(111) for subsequent III-V nanowire growth,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 23, p. 231601, 2015.
- [8] C. Koppka, A. Paszuk, M. Steidl, O. Supplie, P. Kleinschmidt, and T. Hannappel, “Suppression of Rotational Twin Formation in Virtual GaP/Si(111) Substrates for III-V Nanowire Growth,” *Crystal Growth & Design*, vol. 16, no. 11, pp. 6208–6213, 2016.
- [9] O. Supplie, O. Romanyuk, C. Koppka, M. Steidl, A. Nägelein, A. Paszuk, L. Winterfeld, A. Dobrich, P. Kleinschmidt, E. Runge, and T. Hannappel, “Metalorganic vapor phase epitaxy of III-V-on-silicon: Experiment and theory,” *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, vol. 64, no. 4, pp. 103–132, 2018.
- [10] L. C. Chuang, M. Moewe, C. Chase, N. P. Kobayashi, C. Chang-Hasnain, and S. Crankshaw, “Critical diameter for III-V nanowires grown on lattice-mismatched substrates,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 4, p. 043115, 2007.

- [11] G. E. Cirlin, V. G. Dubrovskii, I. P. Soshnikov, N. V. Sibirev, Y. B. Samsonenko, A. D. Bouravleuv, J. C. Harmand, and F. Glas, “Critical diameters and temperature domains for MBE growth of III-V nanowires on lattice mismatched substrates,” *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, vol. 3, no. 4, pp. 112–114, 2009.
- [12] F. Glas, “Strain in Nanowires and Nanowire Heterostructures,” in *Semiconductor nanowires. I, Growth and theory*, A. Fontcuberta I. Morral, S. A. Dayeh, and C. Jagadish, Eds. Elsevier, 2015, vol. 93, ch. 2, pp. 79–123.
- [13] T. Mårtensson, J. B. Wagner, E. Hilner, A. Mikkelsen, C. Thelander, J. Stangl, B. J. Ohlsson, A. Gustafsson, E. Lundgren, L. Samuelson, and W. Seifert, “Epitaxial Growth of Indium Arsenide Nanowires on Silicon Using Nucleation Templates Formed by Self-Assembled Organic Coatings,” *Advanced Materials*, vol. 19, no. 14, pp. 1801–1806, 2007.
- [14] K. Tomioka, J. Motohisa, S. Hara, and T. Fukui, “Control of InAs Nanowire Growth Directions on Si,” *Nano Letters*, vol. 8, no. 10, pp. 3475–3480, 2008.
- [15] L. Cao, P. Fan, A. P. Vasudev, J. S. White, Z. Yu, W. Cai, J. A. Schuller, S. Fan, and M. L. Brongersma, “Semiconductor Nanowire Optical Antenna Solar Absorbers,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 2, pp. 439–445, 2010.
- [16] G. Grzela, R. Paniagua-Domínguez, T. Barten, Y. Fontana, J. A. Sánchez-Gil, and J. Gómez Rivas, “Nanowire Antenna Emission,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 11, pp. 5481–5486, 2012.
- [17] P. Kivisaari, A. Berg, M. Karimi, K. Storm, S. Limpert, J. Oksanen, L. Samuelson, H. J. Pettersson, and M. T. Borgström, “On the optimization of current injection in AlGaInP core-shell nanowire light-emitting diodes,” *Nano Letters*, vol. 17, pp. 3599–3606, 2017.
- [18] R. Koester, D. Sager, W.-A. Quitsch, O. Pfingsten, A. Poloczek, S. Blumenthal, G. Keller, W. Prost, G. Bacher, and F.-J. Tegude, “High-Speed GaN/GaInN Nanowire Array Light-Emitting Diode on Silicon(111),” *Nano Letters*, vol. 15, pp. 2318–2323, 2015.
- [19] C. P. T. Svensson, T. Mårtensson, J. Trägårdh, C. Larsson, M. Rask, D. Hessman, L. Samuelson, and J. Ohlsson, “Monolithic GaAs/InGaP nanowire light emitting diodes on silicon,” *Nanotechnology*, vol. 19, no. 30, p. 305201, 2008.
- [20] K. Tomioka, F. Izhizaka, and T. Fukui, “Selective-Area Growth of InAs Nanowires on Ge and Vertical Transistor Application,” *Nano Letters*, vol. 15, no. 11, pp. 7253–7257, 2015.
- [21] M. Berg, O. P. Kilpi, K. M. Persson, J. Svensson, M. Hellenbrand, E. Lind, and L. E. Wernersson, “Electrical characterization and modeling of gate-last vertical InAs nanowire MOSFETs on Si,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 37, no. 8, pp. 966–969, 2016.

- [22] J. Svensson, A. W. Dey, D. Jacobsson, and L. E. Wernersson, “III-V nanowire complementary metal-oxide semiconductor transistors monolithically integrated on Si,” *Nano Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 7898–7904, 2015.
- [23] J. Du, D. Liang, H. Tang, and X. P. A. Gao, “InAs nanowire transistors as gas sensor and the response mechanism,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 12, pp. 4348–4351, 2009.
- [24] Y. Cui, Q. Wei, H. Park, and C. M. Lieber, “Nanowire nanosensors for highly sensitive and selective detection of biological and chemical species,” *Science*, vol. 293, no. 5533, pp. 1289–1292, 2001.
- [25] D. Zhang, C. Li, X. Liu, S. Man, T. Tang, and C. Zhou, “Doping dependent NH₃ sensing of indium oxide nanowires,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 9, pp. 1845–1847, 2003.
- [26] W.-H. Cheng, M. H. Richter, M. M. May, J. Ohlmann, D. Lackner, F. Dimroth, T. Hannappel, H. A. Atwater, and H.-J. Lewerenz, “Monolithic Photoelectrochemical Device for Direct Water Splitting with 19% Efficiency,” *ACS Energy Letters*, vol. 3, no. 8, pp. 1795–1800, 2018.
- [27] J. Sun, C. Liu, and P. Yang, “Surfactant-Free, Large-Scale, Solution-Liquid-Solid Growth of Gallium Phosphide Nanowires and Their Use for Visible-Light-Driven Hydrogen Production from Water Reduction,” *Journal of the American Chemical Society*, vol. 133, no. 48, pp. 19 306–19 309, 2011.
- [28] Y. Su, C. Liu, S. Brittman, J. Tang, A. Fu, N. Kornienko, Q. Kong, and P. Yang, “Single-nanowire photoelectrochemistry,” *Nature Nanotechnology*, vol. 11, no. 7, pp. 609–612, 2016.
- [29] I. Aberg, G. Vescovi, D. Asoli, U. Naseem, J. P. Gilboy, C. Sundvall, A. Dahlgren, K. E. Svensson, N. Anttu, M. T. Bjork, and L. Samuelson, “A GaAs nanowire array solar cell with 15.3% efficiency at 1 sun,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 6, no. 1, pp. 185–190, 2016.
- [30] G. Mariani, A. C. Scofield, C.-H. Hung, and D. L. Huffaker, “GaAs nanopillar-array solar cells employing in situ surface passivation,” *Nature Communications*, vol. 4, no. 1, p. 1497, 2013.
- [31] G. Otnes and M. T. Borgström, “Towards high efficiency nanowire solar cells,” *Nano Today*, vol. 12, pp. 31–45, 2017.
- [32] J. Wallentin and M. T. Borgström, “Doping of semiconductor nanowires,” *Journal of Materials Research*, vol. 26, no. 17, pp. 2142–2156, 2011.
- [33] C. Gutsche, R. Niepelt, M. Gnauck, A. Lysov, W. Prost, C. Ronning, and F. J. Tegude, “Direct determination of minority carrier diffusion lengths at axial GaAs nanowire p-n junctions,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 1453–1458, 2012.

- [34] P. Paiano, P. Prete, N. Lovergine, and A. M. Mancini, "Size and shape control of GaAs nanowires grown by metalorganic vapor phase epitaxy using tertiarybutylarsine," *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 9, p. 094305, 2006.
- [35] H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, Y. Kim, X. Zhang, Y. Guo, and J. Zou, "Twin-free uniform epitaxial GaAs nanowires grown by a two-temperature process," *Nano Letters*, vol. 7, no. 4, pp. 921–926, 2007.
- [36] G. J. Scilla, T. F. Kuech, and F. Cardone, "Improved detection of carbon in GaAs by secondary ion mass spectroscopy: The influence of hydrocarbons in metalorganic vapor phase epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 52, no. 20, pp. 1704–1706, 1988.
- [37] E. Peiner, "Doping Profile Analysis in Si by Electrochemical Capacitance-Voltage Measurements," *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 142, no. 2, p. 576, 1995.
- [38] L. J. van der Pauw, "A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape," *Philips Technical Review*, vol. 20, no. 8, pp. 220–224, 1958.
- [39] G. K. Reeves and H. B. Harrison, "Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 3, no. 5, pp. 111–113, 1982.
- [40] C. Gutsche, I. Regolin, K. Blekker, A. Lysov, W. Prost, and F. J. Tegude, "Controllable p -type doping of GaAs nanowires during vapor-liquid-solid growth," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 2, p. 024305, 2009.
- [41] C. Gutsche, A. Lysov, I. Regolin, K. Blekker, W. Prost, and F.-J. Tegude, "n-Type Doping of Vapor-Liquid-Solid Grown GaAs Nanowires," *Nanoscale Research Letters*, vol. 6, no. 1, pp. 1–6, 2011.
- [42] M. T. Borgstrom, E. Norberg, P. Wickert, H. A. Nilsson, J. Tragardh, K. A. Dick, G. Statkute, P. Ramvall, K. Deppert, and L. Samuelson, "Precursor evaluation for in situ InP nanowire doping," *Nanotechnology*, vol. 19, no. 44, p. 445602, 2008.
- [43] X. Duan, Y. Huang, Y. Cui, J. Wang, and C. M. Lieber, "Indium phosphide nanowires as building blocks for nanoscale electronic and optoelectronic devices," *Nature*, vol. 409, no. 6816, pp. 66–69, 2001.
- [44] E. Stern, G. Cheng, E. Cimpoiasu, R. Klie, S. Guthrie, J. Klemic, I. Kretzschmar, E. Steinlauf, D. Turner-Evans, E. Broomfield, J. Hyland, R. Koudelka, T. Boone, M. Young, A. Sanders, R. Munden, T. Lee, D. Routenberg, and M. a. Reed, "Electrical characterization of single GaN nanowires," *Nanotechnology*, vol. 16, no. 12, pp. 2941–2953, 2005.
- [45] Y. J. Dong, B. Z. Tian, T. J. Kempa, and C. M. Lieber, "Coaxial Group III-Nitride Nanowire Photovoltaics," *Nano Letters*, vol. 9, no. 5, pp. 2183–2187, 2009.

- [46] V. Rideout, "A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors," *Solid-State Electronics*, vol. 18, no. 6, pp. 541–550, 1975.
- [47] H. Okada, S. I. Shikata, and H. Hayashi, "Electrical characteristics and reliability of Pt/Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-type GaAs," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 4, pp. L558–L560, 1991.
- [48] T. Usagawa, M. Kobayashi, T. Mishima, P. D. Rabinzohn, A. Ihara, M. Kawata, T. Yamada, E. Tokumitsu, M. Konagai, and K. Takahashi, "Extremely low non-alloyed specific contact resistance ρ_c ($10^{-8}\Omega\text{ cm}^2$) to metalorganic molecular beam epitaxy grown super heavily C-doped (10^{21} cm^{-3}) p^{++} GaAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 12, pp. 8227–8232, 1991.
- [49] E. Rhoderick, "Metal-semiconductor contacts," *IEEE Proceedings Solid State and Electron Devices*, vol. 129, no. 1, p. 1, 1982.
- [50] V. Cherepanov, E. Zubkov, H. Junker, S. Korte, M. Blab, P. Coenen, and B. Voigtländer, "Ultra compact multitip scanning tunneling microscope with a diameter of 50 nm," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 3, p. 033707, 2012.
- [51] M. Grundmann, *The Physics of Semiconductors*, 3rd ed., ser. Graduate Texts in Physics, vol. 13. Cham: Springer International Publishing, 2016, no. 5.
- [52] R. de L. Kronig and W. G. Penney, "Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 130, no. 814, pp. 499–513, 1931.
- [53] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, "Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors," *Physical Review B*, vol. 14, no. 2, p. 556, 1976.
- [54] U. Wurfel, A. Cuevas, and P. Wurfel, "Charge Carrier Separation in Solar Cells," *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 5, no. 1, pp. 461–469, 2015.
- [55] T. Synopsys, "Sentaurus: Sentaurus device user guide release h-2013.03," 2013, Verfügbar unter: www.synopsys.com.
- [56] P. Drude, "Zur Elektronentheorie der Metalle," *Annalen der Physik*, vol. 306, no. 3, pp. 566–613, 1900.
- [57] A. Sommerfeld, "Zur Elektronentheorie der Metalle auf Grund der Fermischen Statistik," *Zeitschrift für Physik*, vol. 47, no. 1-2, pp. 1–32, 1928.
- [58] E. Schrödinger, "An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules," *Physical Review*, vol. 28, no. 6, pp. 1049–1070, 1926.
- [59] W. Pauli, "Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren," *Zeitschrift für Physik*, vol. 31, no. 1, pp. 765–783, 1925.

- [60] R. Gross and A. Marx, *Festkörperphysik*, 1st ed. München: Oldenbourg Wissenschaft.Vlg, 2012.
- [61] E. C. Garnett, M. L. Brongersma, Y. Cui, and M. D. McGehee, “Nanowire Solar Cells,” *Annual Review of Materials Research*, vol. 41, no. 1, pp. 269–295, 2011.
- [62] Y. Zeng, Q. Ye, and W. Shen, “Design principles for single standing nanowire solar cells: going beyond the planar efficiency limits,” *Scientific Reports*, vol. 4, p. 4915, 2014.
- [63] R. R. LaPierre, A. C. E. Chia, S. J. Gibson, C. M. Haapamaki, J. Boulanger, R. Yee, P. Kuyanov, J. Zhang, N. Tajik, N. Jewell, and K. M. A. Rahman, “III-V nanowire photovoltaics: Review of design for high efficiency,” *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, vol. 7, no. 10, pp. 815–830, 2013.
- [64] D. Van Dam, N. J. Van Hoof, Y. Cui, P. J. Van Veldhoven, E. P. Bakkers, J. Gómez Rivas, and J. E. Haverkort, “High-Efficiency Nanowire Solar Cells with Omnidirectionally Enhanced Absorption Due to Self-Aligned Indium-Tin-Oxide Mie Scatterers,” *ACS Nano*, vol. 10, no. 12, pp. 11 414–11 419, 2016.
- [65] Y. Xu, T. Gong, and J. N. Munday, “The generalized Shockley-Queisser limit for nanostructured solar cells,” *Scientific Reports*, vol. 5, pp. 1–9, 2015.
- [66] S. Sandhu, Z. Yu, and S. Fan, “Detailed balance analysis and enhancement of open-circuit voltage in single-nanowire solar cells,” *Nano Letters*, vol. 14, no. 2, pp. 1011–1015, 2014.
- [67] J. A. Czaban, D. A. Thompson, and R. R. LaPierre, “GaAs Core-Shell Nanowires for Photovoltaic Applications,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 1, pp. 148–154, 2009.
- [68] L. Mai, X. Tian, X. Xu, L. Chang, and L. Xu, “Nanowire electrodes for electrochemical energy storage devices,” *Chemical Reviews*, vol. 114, no. 23, pp. 11 828–11 862, 2014.
- [69] S. R. Gowda, A. Leela Mohana Reddy, X. Zhan, and P. M. Ajayan, “Building energy storage device on a single nanowire,” *Nano Letters*, vol. 11, no. 8, pp. 3329–3333, 2011.
- [70] W. Peng, F. Jabeen, B. Jusserand, J. C. Harmand, and M. Bernard, “Conduction band structure in wurtzite GaAs nanowires: A resonant Raman scattering study,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 7, p. 073102, 2012.
- [71] G. B. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice*, 2nd ed. San Diego: Academic Press, 1999.
- [72] R. S. Wagner and W. C. Ellis, “Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth,” *Applied Physics Letters*, vol. 4, no. 5, pp. 89–90, 1964.
- [73] I. Regolin, C. Gutsche, A. Lysov, K. Blekker, Z.-A. Li, M. Spasova, W. Prost, and F.-J. Tegude, “Axial pn-junctions formed by MOVPE using DEZn and TESn in

- vapor-liquid-solid grown GaAs nanowires,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 315, no. 1, pp. 143–147, 2011.
- [74] Y. Song, X. Yan, X. Zhang, X. L. Lv, J. S. Li, Y. Q. Huang, and X. M. Ren, “Growth and Characterization of Radial pn Junction GaAs Nanowire by MOCVD,” *Advanced Materials Research*, vol. 457-458, pp. 165–169, 2012.
- [75] K. Tomioka, J. Motohisa, S. Hara, K. Hiruma, and T. Fukui, “GaAs/AlGaAs core multishell nanowire-based light-emitting diodes on Si,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 5, pp. 1639–1644, 2010.
- [76] K. Haraguchi, T. Katsuyama, K. Hiruma, and K. Ogawa, “GaAs p-n junction formed in quantum wire crystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 6, pp. 745–747, 1992.
- [77] M. Tchernycheva, L. Rigutti, G. Jacopin, A. De Luna Bugallo, P. Lavenus, F. H. Julien, M. Timofeeva, A. D. Bouravleuv, G. E. Cirlin, V. Dhaka, H. Lipsanen, and L. Largeau, “Photovoltaic properties of GaAsP core-shell nanowires on Si(001) substrate,” *Nanotechnology*, vol. 23, no. 26, 2012.
- [78] J. Wallentin, J. M. Persson, J. B. Wagner, L. Samuelson, K. Deppert, and M. T. Borgstroöm, “High-Performance Single Nanowire Tunnel Diodes,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 974–979, 2010.
- [79] O. Salehzadeh, X. Zhang, B. D. Gates, K. L. Kavanagh, and S. P. Watkins, “p-type doping of GaAs nanowires using carbon,” *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 9, p. 094323, 2012.
- [80] S. Hasenöhrl, J. Novák, P. Eliáš, J. Šoltýs, R. Stoklas, and A. Dujavová-Laurenčíková, “Zinc-doped gallium phosphide nanowires for photovoltaic structures,” *Applied Surface Science*, vol. 269, pp. 72–76, 2012.
- [81] H. J. Joyce, Q. Gao, H. Hoe Tan, C. Jagadish, Y. Kim, J. Zou, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. M. Yarrison-Rice, P. Parkinson, and M. B. Johnston, “III-V semiconductor nanowires for optoelectronic device applications,” *Progress in Quantum Electronics*, vol. 35, no. 2-3, pp. 23–75, 2011.
- [82] T. Hannappel, S. Visbeck, L. Töben, and F. Willig, “Apparatus for investigating metalorganic chemical vapor deposition-grown semiconductors with ultrahigh-vacuum based techniques,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 5, pp. 1297–1304, 2004.
- [83] G. Bussone, H. Schäfer-Eberwein, E. Dimakis, A. Biermanns, D. Carbone, A. Tahraoui, L. Geelhaar, P. Haring Bolívar, T. U. Schüllli, and U. Pietsch, “Correlation of electrical and structural properties of single as-grown GaAs nanowires on Si (111) substrates,” *Nano Letters*, vol. 15, no. 2, pp. 981–989, 2015.
- [84] R. L. Woo, R. Xiao, Y. Kobayashi, L. Gao, N. Goel, M. K. Hudait, T. E. Mallouk, and R. F. Hicks, “Effect of Twinning on the Photoluminescence and Photoelec-

- trochemical Properties of Indium Phosphide Nanowires Grown on Silicon (111),” *Nano Letters*, vol. 8, no. 12, pp. 4664–4669, 2008.
- [85] M. Heiss, S. Conesa-Boj, J. Ren, H. H. Tseng, A. Gali, A. Rudolph, E. Uccelli, F. Peiró, J. R. Morante, D. Schuh, E. Reiger, E. Kaxiras, J. Arbiol, and A. Fontcuberta I Morral, “Direct correlation of crystal structure and optical properties in wurtzite/zinc-blende GaAs nanowire heterostructures,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 83, no. 4, pp. 1–10, 2011.
- [86] D. Spirkoska, J. Arbiol, A. Gustafsson, S. Conesa-Boj, F. Glas, I. Zardo, M. Heigoldt, M. H. Gass, A. L. Bleloch, S. Estrade, M. Kaniber, J. Rossler, F. Peiro, J. R. Morante, G. Abstreiter, L. Samuelson, and A. Fontcuberta I Morral, “Structural and optical properties of high quality zinc-blende/wurtzite GaAs nanowire heterostructures,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 80, no. 24, pp. 1–9, 2009.
- [87] H. J. Joyce, J. Wong-Leung, Q. Gao, H. Hoe Tan, and C. Jagadish, “Phase perfection in zinc blende and wurtzite III- V nanowires using basic growth parameters,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 908–915, 2010.
- [88] H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, Y. Kim, M. A. Fickenscher, S. Perera, T. B. Hoang, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. M. Yarrison-Rice, X. Zhang, and J. Zou, “Unexpected benefits of rapid growth rate for III-V nanowires,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 2, pp. 695–701, 2009.
- [89] V. G. Dubrovskii, “Theory of VLS growth of compound semiconductors,” *Semiconductors and Semimetals*, vol. 93, pp. 1–78, 2015.
- [90] N. Jiang, J. Wong-Leung, Q. Gao, H. H. Tan, and C. Jagadish, “Sidewall evolution in VLS grown GaAs nanowires,” *Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, COMMAD 2014*, vol. 1, pp. 87–89, 2014.
- [91] Y. N. Guo, J. Zou, H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, and C. Jagadish, “Effect of high temperature post-annealing on sidewalls of GaAs NWs grown by MOCVD,” *Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, Proceedings, COMMAD*, pp. 51–52, 2010.
- [92] M. T. Soo, K. Zheng, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, and J. Zou, “Temperature-dependent side-facets of GaAs nanopillars,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 31, no. 9, p. 094004, 2016.
- [93] J. Zou, M. Paladugu, H. Wang, G. J. Auchterlonie, Y.-N. Guo, Y. Kim, Q. Gao, H. J. Joyce, H. H. Tan, and C. Jagadish, “Growth Mechanism of Truncated Triangular III-V Nanowires,” *Small*, vol. 3, no. 3, pp. 389–393, 2007.
- [94] L. Geelhaar, J. Márquez, K. Jacobi, A. Kley, P. Ruggerone, and M. Scheffler, “A scanning tunneling microscopy study of the GaAs(112) surfaces,” *Microelectronics Journal*, vol. 30, no. 4-5, pp. 393–396, 1999.

- [95] K. Jacobi, J. Platen, C. Setzer, J. Márquez, L. Geelhaar, C. Meyne, W. Richter, A. Kley, P. Ruggerone, and M. Scheffler, “Morphology, surface core-level shifts and surface energy of the faceted GaAs(112)A and (112)B surfaces,” *Surface Science*, vol. 439, no. 1-3, pp. 59–72, 1999.
- [96] A. Jenichen and C. Engler, “Reconstructions and surface facets of the GaAs(112)A and (112)B surfaces: First-principles DFT supercell calculations,” *Surface Science*, vol. 608, pp. 204–211, 2013.
- [97] T. Hanrath and B. A. Korgel, “Influence of Surface States on Electron Transport through Intrinsic Ge Nanowires,” *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 109, no. 12, pp. 5518–5524, 2005.
- [98] Z.-M. Liao, K.-J. Liu, J.-M. Zhang, J. Xu, and D.-P. Yu, “Effect of surface states on electron transport in individual ZnO nanowires,” *Physics Letters A*, vol. 367, no. 3, pp. 207–210, 2007.
- [99] S. Hasegawa, X. Tong, C.-S. Jiang, Y. Nakajima, and T. Nagao, “Electrical conduction via surface-state bands,” *Surface Science*, vol. 386, no. 1-3, pp. 322–327, 1997.
- [100] S. Hasegawa and F. Grey, “Electronic transport at semiconductor surfaces - from point-contact transistor to micro-four-point probes,” *Surface Science*, vol. 500, no. 1-3, pp. 84–104, 2002.
- [101] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd ed., W. Marshall and D. H. Wilkinson, Eds. Oxford: Clarendon Press, 1979.
- [102] J. J. Mares, J. Kristofik, V. Smid, and J. Zeman, “On the d.c. conductivity in semi-insulating GaAs,” *Solid State Communications*, vol. 60, no. 3, pp. 275–276, 1986.
- [103] J. J. Mares, J. Kristofik, and V. Smid, “Surface conductance in semi-insulating GaAs,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 7, pp. 119–124, 1992.
- [104] C. Hilsum, “Simple empirical relationship between mobility and carrier concentration,” *Electronics Letters*, vol. 10, no. 13, pp. 259–260, 1974.
- [105] H. Lüth, *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*, 6th ed., ser. Graduate Texts in Physics. Cham: Springer International Publishing, 2015.
- [106] W. E. Spicer, I. Lindau, P. Gregory, C. Garner, P. Pianetta, and P. Chye, “Synchrotron radiation studies of electronic structure and surface chemistry of GaAs, GaSb, and InP,” *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 13, no. 4, p. 780, 1976.
- [107] E. W. Kreutz and P. Schroll, “Gap states at the GaAs-natural oxide interface,” *Surface Technology*, vol. 12, pp. 217–230, 1981.

- [108] L. G. Meiners, "Surface potential of anodized p-GaAs MOS capacitors," *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 8, pp. 747–748, 1978.
- [109] H. Lüth, M. Büchel, R. Dorn, M. Liehr, and R. Matz, "Electronic structure of cleaved clean and oxygen-covered GaAs (110) surfaces," *Physical Review B*, vol. 15, no. 2, pp. 865–874, 1977.
- [110] A. C. E. Chia and R. R. Lapierre, "Analytical model of surface depletion in GaAs nanowires," *Journal of Applied Physics*, vol. 112, p. 063705, 2012.
- [111] L. V. Titova, T. B. Hoang, H. E. Jackson, L. M. Smith, J. M. Yarrison-Rice, Y. Kim, H. J. Joyce, H. H. Tan, and C. Jagadish, "Temperature dependence of photoluminescence from single core-shell GaAs-AlGaAs nanowires," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 17, pp. 1–4, 2006.
- [112] S. Cahangirov and S. Ciraci, "First-principles study of GaAs nanowires," *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 79, no. 16, pp. 1–8, 2009.
- [113] L. Cao, J. S. White, J. S. Park, J. A. Schuller, B. M. Clemens, and M. L. Brongersma, "Engineering light absorption in semiconductor nanowire devices," *Nature Materials*, vol. 8, no. 8, pp. 643–647, 2009.
- [114] X. Duan, J. Wang, and C. M. Lieber, "Synthesis and optical properties of gallium arsenide nanowires," *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 9, pp. 1116–1118, 2000.
- [115] J. Noborisaka, J. Motohisa, S. Hara, and T. Fukui, "Fabrication and characterization of freestanding GaAs/AlGaAs core-shell nanowires and AlGaAs nanotubes by using selective-area metalorganic vapor phase epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 9, 2005.
- [116] T. B. Hoang, A. F. Moses, H. L. Zhou, D. L. Dheeraj, B. O. Fimland, and H. Weman, "Observation of free exciton photoluminescence emission from single wurtzite GaAs nanowires," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 13, 2009.
- [117] S. G. Ihn, M. Y. Ryu, and J. I. Song, "Optical properties of undoped, Be-doped, and Si-doped wurtzite-rich GaAs nanowires grown on Si substrates by molecular beam epitaxy," *Solid State Communications*, vol. 150, no. 15-16, pp. 729–733, 2010.
- [118] W. Shockley and W.T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons," *Physical Review*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, 1952.
- [119] R. Hall, "Electron-Hole Recombination in Germanium," *Physical Review*, vol. 87, no. 2, p. 387, 1952.
- [120] V. Schmidt, S. Senz, and U. Gösele, "Influence of the Si/SiO₂ interface on the charge carrier density of Si nanowires," *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 86, pp. 187–191, 2007.

- [121] N. Jiang, J. Wong-Leung, C. Jagadish, H. H. Tan, Q. Gao, P. Parkinson, and S. Breuer, “Long minority carrier lifetime in Au-catalyzed GaAs/Al_xGa_{1-x}As core-shell nanowires,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 2, p. 023111, 2012.
- [122] O. D. D. Couto, D. Sercombe, J. Puebla, L. Otubo, I. J. Luxmoore, M. Sich, T. J. Elliott, E. A. Chekhovich, L. R. Wilson, M. S. Skolnick, H. Y. Liu, and A. I. Tartakovskii, “Effect of a GaAsP Shell on the Optical Properties of Self-Catalyzed GaAs Nanowires Grown on Silicon,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 10, pp. 5269–5274, 2012.
- [123] C.-C. Chang, C.-Y. Chi, M. Yao, N. Huang, C.-C. Chen, J. Theiss, A. W. Bushmaker, S. LaLumondiere, T.-W. Yeh, M. L. Povinelli, C. Zhou, P. D. Dapkus, and S. B. Cronin, “Electrical and Optical Characterization of Surface Passivation in GaAs Nanowires,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 9, pp. 4484–4489, 2012.
- [124] D. Sager, C. Gutsche, W. Prost, F. J. Tegude, and G. Bacher, “Recombination dynamics in single GaAs-nanowires with an axial heterojunction: N- versus p-doped areas,” *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 17, 2013.
- [125] I. Zardo, S. Conesa-Boj, F. Peiro, J. R. Morante, J. Arbiol, E. Uccelli, G. Abstreiter, and A. Fontcuberta I Morral, “Raman spectroscopy of wurtzite and zinc-blende GaAs nanowires: Polarization dependence, selection rules, and strain effects,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 80, no. 24, pp. 1–11, 2009.
- [126] H. W. Seo, S. Y. Bae, J. Park, H. Yang, K. S. Park, and S. Kim, “Strained gallium nitride nanowires,” *Journal of Chemical Physics*, vol. 116, no. 21, pp. 9492–9499, 2002.
- [127] C. P. T. Svensson, W. Seifert, M. W. Larsson, L. R. Wallenberg, J. Stangl, G. Bauer, and L. Samuelson, “Epitaxially grown GaP/GaAs_{1-x}P_x/GaP double heterostructure nanowires for optical applications,” *Nanotechnology*, vol. 16, no. 6, pp. 936–939, 2005.
- [128] U. Jahn, J. Lähnemann, C. Pfüller, O. Brandt, S. Breuer, B. Jenichen, M. Ramsteiner, L. Geelhaar, and H. Riechert, “Luminescence of GaAs nanowires consisting of wurtzite and zinc-blende segments,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 85, no. 4, pp. 1–7, 2012.
- [129] E. Burstein, “Anomalous optical absorption limit in InSb,” *Physical Review*, vol. 93, no. 3, pp. 632–633, 1954.
- [130] T. S. Moss, “The Interpretation of the Properties of Indium Antimonide,” *Proceedings of the Physical Society. Section B*, vol. 67, no. 10, pp. 775–782, 1954.
- [131] Y. Liu, Y. Li, and H. Zeng, “ZnO-Based Transparent Conductive Thin Films: Doping, Performance, and Processing,” *Journal of Nanomaterials*, vol. 2013, pp. 1–9, 2013.

- [132] G. Borghs, K. Bhattacharyya, K. Deneffe, P. Van Mieghem, and R. Mertens, “Band-gap narrowing in highly doped n- and p-type GaAs studied by photoluminescence spectroscopy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 9, pp. 4381–4386, 1989.
- [133] S. C. Jain, J. M. McGregor, and D. J. Roulston, “Band-gap narrowing in novel III-V semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 68, no. 7, pp. 3747–3749, 1990.
- [134] G. D. Mahan, “Energy gap in Si and Ge: Impurity dependence,” *Journal of Applied Physics*, vol. 51, no. 5, p. 2634, 1980.
- [135] A. Walsh, J. L. Da Silva, and S. H. Wei, “Origins of band-gap renormalization in degenerately doped semiconductors,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 78, no. 7, pp. 1–5, 2008.
- [136] S. C. Jain and D. J. Roulston, “A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ strained layers,” *Solid State Electronics*, vol. 34, no. 5, pp. 453–465, 1991.
- [137] R. A. Abram, G. N. Childs, and P. A. Saunderson, “Band gap narrowing due to many-body effects in silicon and gallium arsenide,” *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 17, no. 34, pp. 6105–6125, 1984.
- [138] C. A. Klein, “Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 4, pp. 2029–2038, 1968.
- [139] www.mprobes.com, Abgerufen am 10.05.2019.
- [140] V. Cherepanov, P. Coenen, and B. Voigtländer, “A nanopositioner for scanning probe microscopy: The KoalaDrive,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 023703, no. 83, pp. 1–5, 2012.
- [141] K. Besocke, “An easily operable scanning tunneling microscope,” *Surface Science*, vol. 181, no. 1-2, pp. 145–153, 1987.
- [142] <http://www.orsayphysics.com/>, Abgerufen am 10.05.2019.
- [143] C. Timm, “Electrical and Optical Characterization of Individual GaAs Nanowires with Axial pn-Junction,” Masterarbeit, TU Ilmenau, 2018.
- [144] A. Nägelein, L. Liborius, M. Steidl, C. Blumberg, P. Kleinschmidt, A. Poloczek, and T. Hannappel, “Comparative analysis on resistance profiling along tapered semiconductor nanowires: multi-tip technique versus transmission line method,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 29, no. 39, p. 394007, 2017.
- [145] C. Thiandoume, V. Sallet, R. Triboulet, and O. Gorochoy, “Decomposition kinetics of tertiarybutanol and diethylzinc used as precursor sources for the growth of ZnO,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 311, no. 5, pp. 1411–1415, 2009.

- [146] M. Pristovsek, “Fundamental growth processes on different gallium arsenide surfaces in metal-organic vapor phase epitaxy,” Doktorarbeit, TU Berlin, 2001.
- [147] A. Nägelein, M. Steidl, S. Korte, B. Voigtländer, W. Prost, P. Kleinschmidt, and T. Hannappel, “Investigation of charge carrier depletion in freestanding nanowires by a multi-probe STM,” *Nano Research*, vol. 11, no. 11, p. 5924, 2018.
- [148] F. Jabeen, S. Rubini, F. Martelli, A. Franciosi, A. Kolmakov, L. Gregoratti, M. Amati, A. Barinov, A. Goldoni, and M. Kiskinova, “Contactless monitoring of the diameter-dependent conductivity of GaAs nanowires,” *Nano Research*, vol. 3, no. 10, pp. 706–713, 2010.
- [149] I. Miccoli, F. Edler, H. Pfnür, C. Tegenkamp, P. Prete, and N. Lovergine, “Surface-mediated electrical transport in single GaAs nanowires,” in *1st Workshop on Nanotechnology in Instrumentation and Measurement (NANOIM 2015): Measurements in the World of Nanosensing*, A. et al. Lay-Ekuakille, Ed. Lecce, Italy: NANOIM Conference, 2015, pp. 143–147.
- [150] S. Korte, A. Nägelein, M. Steidl, W. Prost, V. Cherepanov, P. Kleinschmidt, T. Hannappel, and B. Voigtländer, “Charge transport in GaAs nanowires: Interplay between conductivity through the interior and surface conductivity,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 31, p. 074004, 2019.
- [151] E. W. Kreutz, “Character of Surface States at GaAs Surfaces,” *physica status solidi (a)*, vol. 687, no. 56, pp. 687–696, 1979.
- [152] A. Nägelein, C. Timm, M. Steidl, P. Kleinschmidt, and T. Hannappel, “Multi-Probe Electrical Characterization of Nanowires for Solar Energy Conversion,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 9, no. 3, pp. 673–678, 2019.
- [153] A. Nägelein, C. Timm, K. Schwarzburg, M. Steidl, P. Kleinschmidt, and T. Hannappel, “Spatially resolved analysis of dopant concentration in axial GaAs NW pn-contacts,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 197, pp. 13–18, 2019.
- [154] D. J. Dumin and G. L. Pearson, “Properties of Gallium Arsenide Diodes between 4.2 and 300 K,” *Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 11, pp. 3418–3426, 1965.
- [155] K. R. McIntosh and C. B. Honsberg, “The influence of edge recombination on a solar cells I-V curve,” *Proceedings 16th Photovoltaic Solar Energy Conference*, pp. 1651–1654, 2000.
- [156] O. Breitenstein, J. Bauer, A. Lotnyk, and J. M. Wagner, “Defect induced non-ideal dark I-V characteristics of solar cells,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 45, no. 4-5, pp. 182–189, 2009.
- [157] P. R. Pudasaini, D. Elam, and A. A. Ayon, “Aluminum oxide passivated radial junction sub-micrometre pillar array textured silicon solar cells,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 46, no. 23, 2013.

- [158] Z. Li, J. Wang, N. Singh, and S. Lee, “Optical and electrical study of core-shell silicon nanowires for solar applications,” *Optics Express*, vol. 19, no. S5, p. A1057, 2011.
- [159] S. Robinson, A. Aberle, and M. Green, “Recombination saturation effects in silicon solar cells,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 41, no. 9, pp. 1556–1569, 1994.
- [160] N. Li, T. Y. Tan, and U. Gösele, “Transition region width of nanowire hetero- and pn-junctions grown using vapor-liquid-solid processes,” *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 90, no. 4, pp. 591–596, 2008.
- [161] T. E. Clark, P. Nimmatoori, K.-K. Lew, L. Pan, J. M. Redwing, and E. C. Dickey, “Diameter Dependent Growth Rate and Interfacial Abruptness in Vapor-Liquid-Solid Si/Si_{1-x}Ge_x Heterostructure Nanowires,” *Nano Letters*, vol. 8, no. 4, pp. 1246–1252, 2008.
- [162] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, 1st ed., M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, Eds., vol. 1. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1996.
- [163] P. A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, D. A. Kirilenko, A. N. Smirnov, V. Y. Davydov, and V. L. Berkovits, “Observing visible-range photoluminescence in GaAs nanowires modified by laser irradiation,” *Journal of Applied Physics*, vol. 121, no. 7, 2017.
- [164] S. Yazji, I. Zardo, M. Soini, P. Postorino, A. Fontcuberta I Morral, and G. Abstreiter, “Local modification of GaAs nanowires induced by laser heating,” *Nanotechnology*, vol. 22, no. 32, 2011.
- [165] X. T. Zhou, F. Heigl, J. Y. Ko, M. W. Murphy, J. G. Zhou, T. Regier, R. I. Blyth, and T. K. Sham, “Origin of luminescence from Ga₂O₃ nanostructures studied using x-ray absorption and luminescence spectroscopy,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 75, no. 12, pp. 1–8, 2007.
- [166] D. Guidotti and H. J. Hovel, “Model for degradation of band-gap photoluminescence in GaAs,” *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 15, pp. 1411–1413, 1988.
- [167] I. H. Campbell and P. M. Fauchet, “cw laser irradiation of GaAs: Arsenic formation and photoluminescence degradation,” *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 1, pp. 10–12, 1990.
- [168] P. A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, V. P. Ulin, T. V. Lvova, D. O. Filatov, A. V. Nezhdanov, A. I. Mashin, and V. L. Berkovits, “Nitride surface passivation of GaAs nanowires: Impact on surface state density,” *Nano Letters*, vol. 15, no. 1, pp. 63–68, 2015.

- [169] C. H. Liang, G. W. Meng, G. Z. Wang, Y. W. Wang, L. D. Zhang, and S. Y. Zhang, "Catalytic synthesis and photoluminescence of β -Ga₂O₃ nanowires," *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 21, pp. 3202–3204, 2001.
- [170] L. Binet and D. Gourier, "Origin of the blue luminescence of β -Ga₂O₃," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 59, no. 8, pp. 1241–1249, 1998.
- [171] T. Harwig and F. Kellendonk, "Some observations on the photoluminescence of doped β -galliumsesquioxide," *Journal of Solid State Chemistry*, vol. 24, no. 3-4, pp. 255–263, 1978.
- [172] J. De-Sheng, Y. Makita, K. Ploog, and H. J. Queisser, "Electrical properties and photoluminescence of Te-doped GaAs grown by molecular beam epitaxy," *Journal of Applied Physics*, vol. 53, no. 2, pp. 999–1006, 1982.
- [173] A. Lysov, M. Offer, C. Gutsche, I. Regolin, S. Topaloglu, M. Geller, W. Prost, and F. J. Tegude, "Optical properties of heavily doped GaAs nanowires and electroluminescent nanowire structures," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 8, 2011.
- [174] A. Lysov, "Wachstum und optische Charakterisierung von Nanodraht - basierten Lichtemittern und photovoltaischen Bauelementen," Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2014.
- [175] H.-L. Chen, C. Himwas, A. Scaccabarozzi, P. Rale, F. Oehler, A. Lemaître, L. Lombez, J.-F. Guillemoles, M. Tchernycheva, J.-C. Harmand, A. Cattoni, and S. Collin, "Determination of n-Type Doping Level in Single GaAs Nanowires by Cathodoluminescence," *Nano Letters*, vol. 17, no. 11, pp. 6667–6675, 2017.
- [176] N. Y. Lee, K. J. Lee, C. Lee, J. E. Kim, H. Y. Park, D. H. Kwak, H. C. Lee, and H. Lim, "Determination of conduction band tail and fermi energy of heavily Si-doped GaAs by room-temperature photoluminescence," *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 5, pp. 3367–3370, 1995.
- [177] H. C. Casey and F. Stern, "Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 47, no. 2, pp. 631–643, 1976.
- [178] J. I. Pankove, "Tunneling-Assisted Photon Emission in Gallium Arsenide pn Junctions," *Physical Review Letters*, vol. 9, no. 7, pp. 283–285, 1962.
- [179] T. N. Morgan, "Recombination by Tunneling in Electroluminescent Diodes," *Physical Review*, vol. 148, no. 2, pp. 890–903, 1966.
- [180] H. C. Casey and D. J. Silversmith, "Radiative Tunneling in GaAs Abrupt Asymmetrical Junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 1, pp. 241–256, 1969.
- [181] L. Liborius, J. Bieniek, A. Nägelein, F. J. Tegude, T. Hannappel, A. Poloczek, and N. Weimann, "n-doped InGaP Nanowire Shells in GaAs/InGaP Core-Shell pn-junctions," *physica status solidi (a) Compound Semiconductors*, p. in Bearbeitung, 2019.

Danksagung

Die Durchführung dieser Promotion wäre ohne die Unterstützung vieler Personen nicht möglich gewesen. Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei

- ... Prof. Dr. T. Hannappel für die Betreuung und Unterstützung während meiner Arbeit sowie für die Chance mit einem solch spannenden, einzigartigen und interessanten Messgerät arbeiten zu dürfen. Die Diskussionen mit dir habe ich sehr geschätzt und offenbarten mir oftmals weitere Blickwinkel. Sie halfen nicht nur dabei die Untersuchungen stetig zu erweitern und verbessern, sondern auch meiner fachlichen sowie persönlichen Entwicklung.
- ... Prof. Dr. B. Voigtländer für deine technische sowie fachliche Unterstützung und die Begutachtung meiner Arbeit. Ohne die spontanen und raschen Hilfeleistungen wäre ich wohl an der ein oder anderen Stelle verzweifelt.
- ... PD Dr. F. Schwierz für Ihr Interesse an meiner Arbeit sowie die Bereitschaft diese zu begutachten.
- ... Prof. Dr. S. Krischok für Ihre Bereitschaft der Übernahme des Kommissionsvorsitzes und dem dabei verbundenen Interesse an meiner Arbeit.
- ... Dr. G. Ecke für deine Bereitschaft als Prüfer beim nichtöffentlichen Teil der wissenschaftlichen Aussprache zu fungieren und den damit verbundenen Mühen.
- ... Dr. M. Steidl für all deinen experimentellen Aufwand und die Bereitstellung vieler Nanodraht-Proben. Aber auch für die langen Diskussionen, welche immer zu einem besseren Verständnis führten und das Korrekturlesen, welches du in deinem Arbeitsalltag untergebracht hast.
- ... Dr. P. Kleinschmidt für deine fachliche Unterstützung, die Diskussionen mit dir und das unzählige Gegenlesen von meinen geschriebenen Abstracts, Konferenzbeiträge, Veröffentlichungen oder meiner Doktorarbeit.
- ... Dr. A. Paszuk, Dr. O. Supplie, Dr. W. Zhao, C. Koppka, M. Nandy, J. Koch und J. P. Stöckmann für unsere tolle, gemeinsame Zusammenarbeit. Eure angenehme und freundliche Art machten stressige Phasen erträglicher und lustige Momente noch schöner. Bessere Mitdoktoranden kann man sich nicht wünschen.
- ... Dr. S. Korte und L. Liborius für die super Zusammenarbeit und Diskussionen.

Danksagung

- ... A. Müller, M. Biester und V. Cherepanov, dass ihr mir bei technischen Herausforderungen stets und schnellstmöglich geholfen habt und somit Ausfälle so kurz wie möglich gehalten habt.
- ... C. Timm für deine experimentelle Unterstützung sowie deine fachliche Neugierde.
- ... S. Gutsche für die Übernahme möglichst vieler bürokratischer Schritte, deine Hilfsbereitschaft und deinen auflockernden Humor.
- ... der Carl-Zeiss-Stiftung für die Finanzierung meines Promotionsstipendiums.
- ... der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des Projekts “Einfluss von Oberflächenmodifikationen auf den Ladungstransport in axialen GaAs-Nanodrahtstrukturen” (HA 3096).
- ... allen weiteren Kollegen und Mitarbeiter der TU Ilmenau, welche mich auf meinem Weg begleitet haben und immer für ein schönes und angenehmes Arbeitsklima gesorgt haben.
- ... meiner Familie, auf deren Vertrauen und Unterstützung ich mich immer verlassen kann. Ohne euch wäre ich nicht so weit gekommen!